

1905.

LIBRARY
MICHIGAN STATE NORMAL
COLLEGE.

N. 6.

ANNALEN DER P H Y S I K.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. UND E. WIEDEMANN.

VIERTE FOLGE.

BAND 17. HEFT 1.

DER GANZEN REIHE 322, BANDES 1. HEFT.

KURATORIUM:

F. KOHLRAUSCH, M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN 'PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

PAUL DRUDE.

MIT EINER TAFEL.



LEIPZIG, 1905.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTH.

ROSSPLATZ 17.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den
Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in
15 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 45 M.*

(Ausgegeben am 9. Juni 1905.)

Inhalt.

	Seite
1. E. Warburg, Über die Ozonisierung des Sauerstoffs und der atmosphärischen Luft durch die Entladung aus metallischen Spitzen	1
2. Otto von Baeyer, Absorption elektrischer Schwingungen von 70 cm Wellenlänge	30
3. N. Kapzov, Über die Druckkräfte der Wellen, welche sich auf einer Flüssigkeitsoberfläche ausbreiten	64
4. Heinrich Frhr. Rausch v. Traubenberg, Über den Halleffekt des Wismuts bei hohen Temperaturen. (Hierzu Taf. I.)	78
5. Rudolf F. Pozděna, Versuche über Blondlots „Émission pesante“	104
6. A. Einstein, Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt	132
7. H. Rubens und O. Krigar-Menzel, Flammenröhre für akustische Beobachtungen	149
8. V. Grünberg, Farbengleichung mit Zuhilfenahme der drei Grundempfindungen im Young-Helmholtzschen Farbensystem	165
9. Martin Gildemeister und Otto Weiss, Über einen zuverlässigen Platinschließkontakt	174
10. Victor Biernacki, Über einen Halbschattenanalysator	180
11. Th. Rotarski und S. F. Žemčuznyj, Pyrometrische Untersuchung einiger „flüssiger“ Kristalle	185
12. J. P. Kuenen, Über die Berechnung der Konstanten a und b der van der Waalsschen Gleichung aus den kritischen Werten	189
13. O. Stöckert, Einige Bemerkungen zur Arbeit des Hrn. W. Mercens: „Über strahlenartige Einwirkungen auf die photographische Bromsilbergelatine“	192
14. M. Reinganum, Berichtigung	196

Manuskripte sind an den Herausgeber, **Professor Dr. P. Drude**, zu senden. Seine Adresse ist **Berlin N.W. 7, Neue Wilhelmstr. 16.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

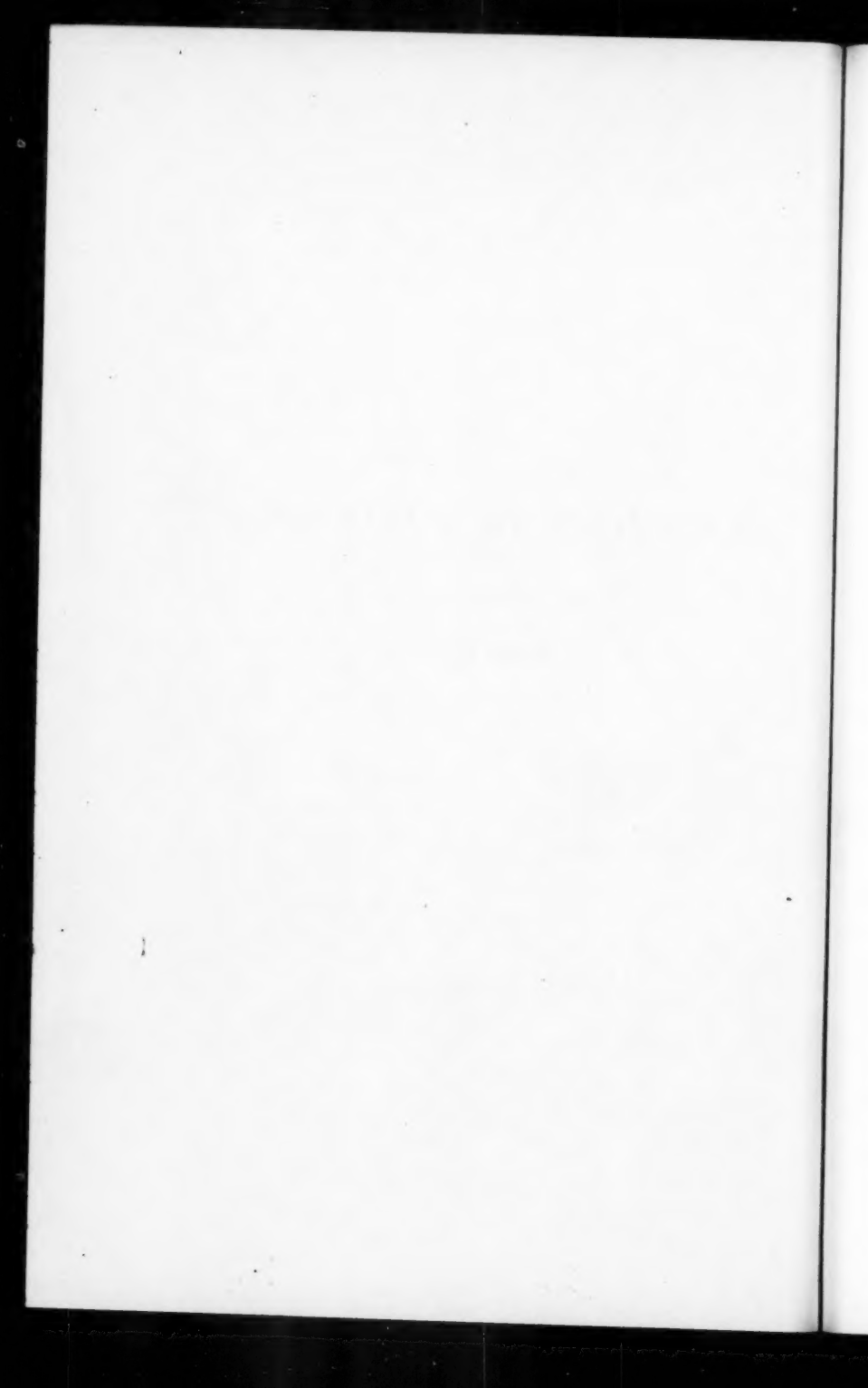
Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE.

BAND 17.



ANNALEN
DER
PHYSIK.

28774

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. UND E. WIEDEMANN.

VIERTE FOLGE.

BAND 17.

DER GANZEN REIHE 322. BAND.

KURATORIUM:

F. KOHLRAUSCH, M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HHERAUSGEGEBEN VON

PAUL DRUDE.

MIT FÜNF FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1905.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

1911/12

11 11 11

11 11 11

11 11 11

11 11 11

11 11 11

11 11 11

11 11 11

11 11 11

11 11 11

11 11 11

23 Mr '00

10
11
12
13
14

Inhalt.

Vierte Folge. Band 17.

Sechstes Heft.

Seite

1. E. Warburg, Über die Ozonisierung des Sauerstoffs und der atmosphärischen Luft durch die Entladung aus metallischen Spitzen	1
2. Otto von Baeyer, Absorption elektrischer Schwingungen von 70 cm Wellenlänge	30
3. N. Kapzov, Über die Druckkräfte der Wellen, welche sich auf einer Flüssigkeitsoberfläche ausbreiten	64
4. Heinrich Frhr. Rausch v. Traubenberg, Über den Hall-effekt des Wismuts bei hohen Temperaturen. (Hierzu Taf. I.)	78
5. Rudolf F. Pozdřna, Versuche über Blondlots „Emission pesante“	104
6. A. Einstein, Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt	132
7. H. Rubens und O. Krigar-Menzel, Flammenröhre für akustische Beobachtungen	149
8. V. Grünberg, Farbengleichung mit Zuhilfenahme der drei Grundempfindungen im Young-Helmholtz'schen Farbensystem	165
9. Martin Gildemeister und Otto Weiss, Über einen zuverlässigen Platinschließkontakt.	174
10. Victor Biernacki, Über einen Halbschattenanalysator	180
11. Th. Rotarski und S. F. Žemčuznyj, Pyrometrische Untersuchung einiger „flüssiger“ Kristalle	185
12. J. P. Kuenen, Über die Berechnung der Konstanten a und b der van der Waalsschen Gleichung aus den kritischen Werten	189
13. O. Stöckert, Einige Bemerkungen zur Arbeit des Hrn. W. Merckens: „Über strahlenartige Einwirkungen auf die photographische Bromsilbergelatine“	192
14. M. Reinganum, Berichtigung	196

Ausgegeben am 9. Juni 1905.

Siebentes Heft.

	Seite
1. P. Lenard. Über die Lichtemissionen der Alkalimetall- dämpfe und Salze, und über die Zentren dieser Emissionen .	197
2. Arthur Szarvassi. Über elektromotorische Kräfte und die reversiblen Wärmetönungen des elektrischen Stromkreises .	248
3. C. Fredenhagen. Entwurf einer allgemeinen Theorie elektro- lytischer Lösungskonstanten und Spannungsreihen, sowie der Löslichkeit und Dissoziation von Säuren und Basen	285
4. C. Fredenhagen. Über eine Theorie des elektrischen und dielektrischen Verhaltens der Leiter zweiter Klasse	332
5. A. Heydweiller. Über die dielektrische Festigkeit leitender Flüssigkeiten (nach Versuchen von P. Leppelmann mitgeteilt)	346
6. W. Holtz. Negative Büschel mit Stiel u. Zweigen in freier Luft	353
7. Ferdinand Braun. Der Mechanismus der elektrischen Zer- stäubung; Schmelzen von Kohlenstoff; Zerlegung von Metall- legierungen. (Hierzu Taf. II, Figg. 1—2.)	359
8. Ferdinand Braun. Optische Doppelbrechung in isotropen, geschichteten Medien	364
9. B. Walter. Über eine von den Strahlen des Radiotellurs in der atmosphärischen Luft erzeugte neue Strahlung. (Hierzu Taf. II, Fig. 1.)	367
10. Robert Pohl. Über das Leuchten bei Isonisation von Gasen. Zur Deutung der Versuche des Hrn. B. Walter. (Hierzu Taf. III, Figg. 1—2.)	375
11. Adolf Schmidt. Werte der erdmagnetischen Elemente zu Potsdam für das Jahr 1904	378

Ausgegeben am 4. Juli 1905.

Achstes Heft.

1. August Becker. Messungen an Kathodenstrahlen. (Hierzu Taf. IV, Figg. 1—10.)	381
2. G. Bakker. Zur Theorie der Kapillarschicht	471
3. L. Hermann. Über die Effekte gewisser Kombinationen von Kapazitäten und Selbstinduktionen	501
4. T. Retschinsky. Über die Wiedervereinigung der Ionen in Luft	518
5. A. Einstein. Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssig- keiten suspendierten Teilchen	549
6. B. Walter. Über das Röntgensche Absorptionsgesetz und seine Erklärung	561
7. Karl L. Schaefer. Über die Erzeugung physikalischer Kombinationstöne mittels des Stentortelephons	572
8. G. Bakker. Antwort an H. Hulshof.	584

Ausgegeben am 18. Juli 1905.

Neuntes Heft.

	Seite
1. A. Winkelmann. Über die Diffusion naszierenden Wasserstoffs durch Eisen	589
2. Georg Rempp. Die Dämpfung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke	627
3. John Koch. Bestimmung der Brechungsindizes des Wasserstoffs, der Kohlensäure und des Sauerstoffs im Ultrarot	658
4. W. Matthies. Über die Glimmentladung in den Dämpfen der Quecksilberhaloidverbindungen HgCl_2 , HgBr_2 , HgJ_2	675
5. Richard Thölldt. Der Einfluß der Ionisation auf die Leitungsfähigkeit des Kohärens	694
6. G. Melander. Über eine violette und ultraviolette Strahlung der Metalle bei gewöhnlichen Temperaturen	705
7. Paul Schuhknecht. Untersuchungen über ultraviolette Fluoreszenz durch Röntgen- und Kathodenstrahlen	717
8. O. Lehmann. Die Gleichgewichtsform fester und flüssiger Kristalle	728
9. H. Hausrath. Die Messung kleiner Temperaturdifferenzen mit Thermoelementen und ein Kompensationsapparat mit konstantem kleinen Kompensationswiderstand bei konstant bleibendem Hilfstrom	735
10. Carl Forch. Die Oberflächenspannung von anorganischen Salzlösungen	744
11. B. Strasser. Über die Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten von Solenoiden	763
12. U. Behn. Über die Übereinanderlagerung von Halbschatten; Bemerkung zur Arbeit des Hrn. J. Petri: Einige neue Erscheinungen etc.	772
13. Robert Fürstenau. Über einige Entladungserscheinungen in evakuierten Röhren	775
14. L. Hermann. Zusatz zu der Abhandlung: „Über die Effekte gewisser Kombinationen von Kapazitäten und Selbstinduktionen“	779

Ausgegeben am 22. August 1905.

Zehntes Heft.

1. P. Ewers. Die Spitzenentladung in ein- und zweiatomigen Gasen	781
2. E. Madelung. Über Magnetisierung durch schnellverlaufende Ströme und die Wirkungsweise des Rutherford-Marconischen Magnetdetektors	861
3. A. Einstein. Zur Elektrodynamik bewegter Körper	891
4. H. Greinacher und K. Herrmann. Über eine an dünnen Isolatorschichten beobachtete Erscheinung	922
5. R. Reiger. Lichtelektrische Zerstreuung an Isolatoren bei Atmosphärendruck	935

	Seite
6. R. Reiger. Über das Verhältnis ε/μ bei Kathodenstrahlen verschiedenen Ursprunges	947
7. E. Aschkinass. Die Wärmestrahlung der Metalle	960
8. E. Warburg. Über die Reflexion der Kathodenstrahlen an dünnen Metallblättchen. Nach Versuchen von S. Williams mitgeteilt	977
9. K. Olszewski. Ein Beitrag zur Bestimmung des kritischen Punktes des Wasserstoffs	986
10. K. Olszewski. Weitere Versuche, das Helium zu verflüssigen	994
11. Edmund Wiersch. Über die Deutlichkeit akustischer Reproduktionen unter dem Einfluß der Eigentöne, sowie über Membranen zur möglichst deutlichen Wiedergabe der Sprache	999
12. F. Himstedt und G. Meyer. Über die Bildung von Helium aus der Radiumemanation	1005
13. Georg W. A. Kahlbaum. Notiz über die verzerrten Bilder, welche durch Radiumbromid auf der photographischen Platte hervorgerufen werden. (Hierzu Taf. V.)	1009
14. Carl Forch. Das Molekularvolum des gelösten Naphtalins	1012
15. W. Nernst und H. Hausrath. Zur Bestimmung der Gefrierpunkte verdünnter Lösungen (Antwort an Hrn. Meyer-Wildermann)	1018

Ausgegeben am 26. September 1905.

Nachweis zu den Figurentafeln.

Tafel	I.	Frhr. Rausch v. Trautenberg.
"	II.	Braun, Figg. 1—2.
"	II.	Walter, Fig. 1.
"	III.	Pohl, Figg. 1—2.
"	IV.	Becker, Fig. 1—10.
"	V.	Kahlbaum.

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 17.

1. *Über die Ozonisierung des Sauerstoffs und der atmosphärischen Luft durch die Entladung aus metallischen Spitzen; von E. Warburg.*

(Zweite Mitteilung.)

Die folgende Arbeit über Ozonisierung ist eine Fortsetzung meiner ersten diesbezüglichen Mitteilung¹⁾ und enthält 1. eine Vergleichung der Ozonbestimmung nach der Jodkalium- und Natriumarsenitmethode, 2. weitere Versuche über die Ozonisierung von 93—98 $\frac{1}{2}$ proz. Sauerstoff, 3. Versuche über die Ozonisierung der atmosphärischen Luft. Die Paragraphen sind an die erste Mitteilung anschließend fortlaufend numeriert.

§ 14. Zur Ozonbestimmung. Die Herren Ladenburg und Quasig²⁾ haben kürzlich erwiesen, daß die Jodkaliummethode, wenn das Ozon durch *neutrale* Jodkaliumlösung geleitet und dieser vor dem Titrieren mit Natriumthiosulfat eine äquivalente Menge Schwefelsäure zugesetzt wird, die richtigen Werte des vorher durch Wägung bestimmten Ozongehaltes liefert. Derselben Prüfung hat Hr. Ladenburg³⁾ auch die in meiner ersten Mitteilung benutzte Titriermethode durch arsenige Säure unterzogen. Er findet, daß „diese Methode keine genauen und ziemlich schwankende Resultate liefert, namentlich, wenn die Ozongemische an Ozon reich sind“. In der Tat gibt das Mittel aus den diesbezüglichen Messungen des Hrn. Ladenburg den Ozongehalt um ungefähr 8 Proz. zu klein. Das Gas enthielt bei diesen Versuchen 5—9 Proz., bei den meinigen weniger als 1 Promille Ozon. Es schien mir daher notwendig, die beiden Titriermethoden direkt miteinander zu vergleichen und zwar für den kleinen von

1) E. Warburg, Ann. d. Phys. **13.** p. 464. 1904.

2) A. Ladenburg u. R. Quasig, Ber. d. chem. Ges. **34.** p. 1184. 1901.

3) A. Ladenburg, Ber. d. chem. Ges. **36.** p. 115. 1903.

gemacht werden, daß man die durch die Ampereminute mir benutzten Ozongehalt. Dies konnte recht genau dadurch erzeugte Ozonmenge in demselben Apparat und unter denselben Bedingungen abwechselnd unter Anwendung der einen und der anderen Titriermethode bestimmte. Ich benutzte hierzu den Apparat II meiner ersten Mitteilung, durch welchen ich jedesmal einen genau gemessenen Strom von ungefähr $132 \cdot 10^{-6}$ Amp. 30' lang hindurchschickte, was ungefähr 18 ccm der verwandten $\frac{1}{50}$ normalen Natriumthiosulfatlösung entsprach. Die Geschwindigkeit des Gasstromes war ähnlich wie bei den früheren Versuchen (§ 7). Die kleine Differenz von einigen Promille, welche sich zwischen der Einstellung der Natriumthiosulfatlösung und der Natriumarsenitlösung ergab, wurde berücksichtigt. Bei der Berechnung nach der Arsenitmethode wurden die Wägungen auf den luftleeren Raum reduziert, was die Werte um 1 Promille erhöhte, ferner auch das spezifische Gewicht der benutzten Natriumarsenitlösung berücksichtigt (1,00333), was die Werte um 3,33 Promille erniedrigte, so daß im ganzen eine Korrektur um $-2,3$ Promille entstand. Die angewandte Jodkaliumlösung enthielt 1 g KJ in 50 ccm. Folgende Ergebnisse wurden erhalten:

Natriumarsenitmethode	2239	2213	2243	Mittel	2232
Jodkaliummethode		2183	2206	2224 „	2204

Die Natriumarsenitmethode liefert also unter diesen Umständen ein wenig, nämlich um 1,3 Proz. höhere Werte als die Jodkaliummethode. Die Ursache hiervon dürfte darin liegen, daß die Reaktionsgeschwindigkeit bei der benutzten $\frac{1}{50}$ normalen Natriumarsenitlösung trotz des Zusatzes von Natriumbikarbonat in der Nähe der Einstellung klein wird, so daß die Bläuung zuerst nach kurzer Zeit wieder verschwindet. Dadurch wird die Menge der zuzusetzenden Jodlösung zu klein, mithin das Resultat zu groß. Bei der Jodkaliummethode habe ich eine störende Trägheit der Reaktion nicht bemerkt. Dies ist ein Vorteil der Jodkaliummethode. Weitere Vorteile sind, daß man es nur mit *einer* richtig zu stellenden Titrierflüssigkeit zu tun hat, welche außerdem im Gegensatz zur Jodlösung nach Treadwell¹⁾, und wie ich bestätigte fand, sehr beständig

1) F. P. Treadwell, Lehrbuch d. analyt. Chem. 2. p. 450. 1903.

ist, daß die Korrektur wegen Wasserverdampfung beim Durchleiten des Gases fortfällt, daß man endlich schon beim Durchleiten des Ozons die Reaktion durch Gelbfärbung der Jodlösung beobachtet. Aus diesen Gründen habe ich bei den folgenden Versuchen stets die Jodkaliummethode benutzt. Andererseits stimmen, wie oben nachgewiesen, die beiden Methoden doch soweit überein, daß die früheren Versuche mit den neuen direkt vergleichbar sind.

§ 15. *Ozonisierung des Sauerstoffs.* Die Geschwindigkeit des Gasstromes wurde bei allen Versuchen mit Sauerstoff so groß gewählt, daß merklich nur die ozonbildende Wirkung des Stromes zur Wirkung kam (§ 2). Aus den Versuchen der ersten Mitteilung habe ich den Schluß gezogen, daß die Ozonisierung bei der stillen Entladung den photo- und kathodochemischen Wirkungen zuzurechnen sei (§ 13), und die neuen Versuche enthalten, wie sich zeigen wird, Bestätigungen dieser Anschauung. Ferner hat sich bei den älteren Versuchen ergeben, daß die Ozonbildung bei der Spitzenentladung sehr verschiedenen Gesetzen folgt, je nachdem die Spitze negativ oder positiv ist. Es sollen daher auch hier die Beobachtungen mit negativer und positiver Spitze getrennt mitgeteilt werden. Das neue Beobachtungsmaterial umfaßt im ganzen 234 Versuche, die davon mitzuteilenden sind nach dem Beobachtungsjournal numeriert. Der zu den Versuchen Nr. 98—138 benutzte Sauerstoff war chemisch bereitet und enthielt 96 Volumprozent Sauerstoff; der zu Nr. 139—234 verwandte war aus flüssiger Luft nach v. Linde bereitet und enthielt $98\frac{1}{2}$ Volumprozent Sauerstoff. Einen Teil der Versuche hat Hr. Ewell für mich angestellt, wofür ich ihm meinen verbindlichsten Dank ausspreche.

§ 16. Es wurden drei Apparate IV, V, VI benutzt (Fig. 1—3, $\frac{1}{3}$ nat. Gr.). Der Dreiweghahn mit dem Absorptionsgefäß (§ 3), bei *B* angesetzt, ist überall weggelassen. Wie früher sind immer die Spitzen mit *s*, die Platindrähte, an denen sie gezogen sind, mit *p*, die als Erdelektroden dienenden Platinbleche mit *E*, die mit diesen verbundenen Drähte, durch welche der Strom über das Drehspulengalvanometer zur Erde geht, mit *e* bezeichnet. Die Röhren, in welche die Spitzendrähte *p* eingeschmolzen waren, enthielten Quecksilber *m*, in dieses tauchten Drähte *d*, welche mit der einen

Elektrode der Töplerschen 20 plattigen Influenzmaschine verbunden waren; die andere Elektrode war zur Erde abgeleitet. Geerdete Schutzringe δ bewirkten, daß keine Elektrizität durch

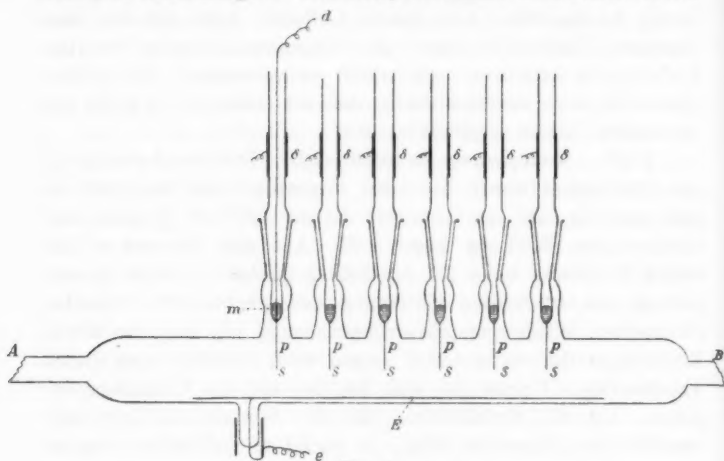


Fig. 1.

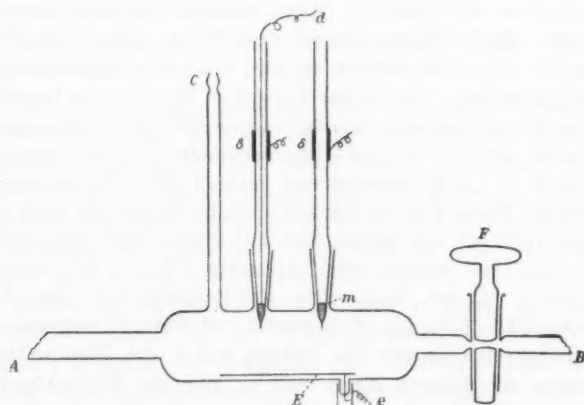


Fig. 2.

Oberflächenleitung des Glases von d zur Erdelektrode E gelangen konnte. Ein Braunsch'sches Elektrometer, dessen Nadel mit d , dessen Gehäuse mit der Erdplatte E verbunden war, gab

die zwischen Spitze und Erdplatte bestehende Potentialdifferenz an, welche durch einen Spitzennebenschluß nach Gray¹⁾ mit der Hand (ohne automatische Vorrichtung) reguliert wurde. IV enthält 6, V 2 Spitzen, welche einzeln oder, nebeneinander verbunden, gleichzeitig zur Ozonisierung benutzt werden können.

I. Negatives Spitzenpotential.

§ 17. Bei der Fortsetzung der Versuche mit frisch gezogenen Spitzen fiel mir auf, daß die Ozonmenge für die Ampereminute oder, wie ich kurz sagen werde, die Ozonausbeute A , besonders für kleine Stromstärken, erheblich in die Höhe geht, wenn die Spitze längere Zeit zur Ozonbildung gebraucht wird. Als Beleg hierfür diene folgende Versuchsreihe, welche mit einer an einem 0,25 mm dicken Platindraht gezogenen Doppelspitze ausgeführt wurde. Der Draht wurde in der Mitte geknickt, an der geknickten Seite etwas zusammengedreht und dort eingeschmolzen (Fig. 3). Als Stromstärke i_1 bezeichne ich immer den von *einer* Spitze ausgehenden Strom, also im vorliegenden Fall die Hälfte des gemessenen i , in Ampere. Werden m mg Ozon in t Min. erzeugt, so ist die Ausbeute $A = m/it$. b ist der Barometerstand, der mit der Geschwindigkeit des Gasstromes etwas veränderliche Druck im Versuchsapparat ist hier 16—20 mm größer

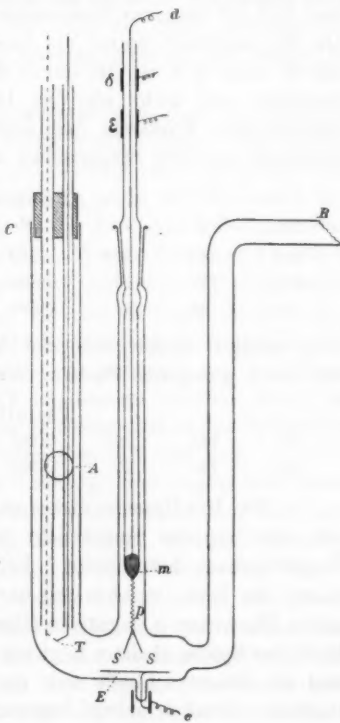


Fig. 3.

1) A. W. Gray, Ann. d. Phys. 15. p. 602. 1904.

als b . θ ist die Temperatur, V die Potentialdifferenz zwischen Spitze und Platte in Volt.

Tabelle 1.

Nr.	b	θ	V	$i_1 \cdot 10^6$	A
103	758	17°	6080	14,6	2450
113	758	21	6960	21,9	2710
186	770	15	6420	17,5	4820
192	750	16	6300	17,5	5230
210	757	19	8800	17,5	5450

Die Spitzen waren zwischen Nr. 103 und 113 125', zwischen 113 und 186 165', zwischen 186 und 192 75', zwischen 192 und 210 30' lang zur Ozonisierung im Apparat benutzt worden. Da bei negativer Spitze die Ausbeute mit wachsender Stromstärke sinkt (§ 9), so ist durch den fortgesetzten Gebrauch die Ausbeute auf mehr als das Doppelte gewachsen. In dem schließlichen Zustande bestimmte ich die Abhängigkeit der Ausbeute von der Stromstärke und fand¹⁾

Tabelle 2.

Nr.	b	θ	V	$i_1 \cdot 10^6$	A	B
214	767	22°	7290	8,83	5700	34,8
210	757	19	8800	17,5	5450	27,3
215	766	22	12500	52,3	2910	10,3

Viel weniger ändert sich die Ausbeute mit der Stromstärke bei frisch gezogenen Spitzen, für solche fand ich z. B.:

Tabelle 3.

213	765	21°	8420	17,6	2140
216	766	21	12500	52,3	2100

§ 18. Die Ursache dieses auffallenden Verhaltens erkannte ich, als ich das Spitzenlicht mit dem Mikroskop (120fache Vergrößerung) betrachtete. Frisch gezogene Spitzen liefern dabei das Bild, welches ich kürzlich beschrieben habe²⁾: ein helles Fleckchen a negativen Glimmlichtes bedeckt das äußerste Ende der Spitze, alsdann folgt ein sehr schmaler dunkler Raum b , und an diesen schließt sich ein korb- oder fächerförmig gestalteter, ziemlich scharf begrenzter Lichtbüschel c . Dies sind

1) Über die Bedeutung von B vgl. § 29.

2) E. Warburg, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 1904. p. 209.

die drei Partien der Glimmentladung, indem *a* dem negativen Glimmlicht, *b* dem Faradayschen dunklen Raum, *c* dem positiven Büschel entspricht, welcher hier im Gas, bei der Glimmentladung an der Anode endigt. Bei einer Spitze hingegen, welche vielfach zur Ozonbildung gedient hat, bedeckt bei kleiner Stromstärke das negative Glimmlicht einen größeren Teil des Spitzendrahtes mit nach dem dicken Ende hin abnehmender Helligkeit. Das Bild ist sehr schön und gleicht einem Berggipfel mit beschneiten Abhängen. Der positive Büschel *c* zeigt nicht die scharfe Begrenzung wie im vorigen Fall, sondern erscheint als diffuser breiter Nebel. Das letztere zeigt sich auch bei der Betrachtung mit einer schwachen Lupe oder mit bloßem Auge, indem das als Stern erscheinende Spitzenlicht von einer dicken Aureole umgeben ist, welche bei frischer Spitze fehlt.

Dies wurde bei der Stromstärke $i_1 = 17,5 \cdot 10^{-6}$ gesehen (Versuch Nr. 210). Bei weiter verkleinerter Stromstärke ($i_1 = 8,83 \cdot 10^{-6}$, Versuch Nr. 214) konnte ich eine weitere Ausbreitung des negativen Glimmlichtes nicht mit Sicherheit konstatieren, dementsprechend geht die Ausbeute dabei nur wenig in die Höhe (von 5450 auf 5700). Wurde hingegen die Stromstärke i_1 auf $52,3 \cdot 10^{-6}$ gesteigert, so zeigte das Spitzenlicht die normale Beschaffenheit, wie bei frischer Spitze; dementsprechend sank die Ausbeute beinahe auf die Hälfte (Nr. 215). Daß bei frisch gezogener Spitze die Ausbeute mit der Stromstärke nur wenig veränderlich ist, kommt offenbar daher, daß hier bei allen von mir benutzten Stromstärken das Spitzenlicht die normale Beschaffenheit zeigt (Nr. 213 und 216).

§ 19. Das Vorstehende bestätigt den engen Zusammenhang zwischen der Natur des Spitzenlichtes und der Ozon- ausbeute; bei einiger Übung kann man es dem Spitzenlicht ansehen, welche Ausbeute ungefähr zu erwarten ist. Ich erlaube mir, die Anschauung, welche ich mir über die Ursache dieses Zusammenhanges gebildet habe, hier noch etwas näher als im § 13 auszuführen. Ionisiert man den Sauerstoff z. B. durch Röntgenstrahlen, so leitet er den Strom, ohne zu leuchten, wobei die Ionen, vielleicht weil mit neutralen Molekeln beladen, verhältnismäßig kleine Geschwindigkeiten besitzen. Er- giebigere Lichtentwicklung begegnet man in den gasverdünn- ten

Räumen Geisslerscher Röhren, wo die Elektronen, wie das Phänomen der Kathodenstrahlen zeigt, sich mit großer Geschwindigkeit bewegen. Dies führt zu der Vorstellung, daß das Leuchten an größere Ionengeschwindigkeit gebunden ist. Ich nehme daher an, daß bei der Spitzenentladung bei Atmosphärendruck die Ionen größere Geschwindigkeiten nur in dem Bezirk, in welchem das Leuchten stattfindet, besitzen, diese aber durch Beladung mit neutralen Molekeln sehr bald verlieren, worauf das Leuchten aufhört. Andererseits zeigt die Unabhängigkeit der Ozonausbeute vom Spitzenpotential (§ 9), daß die Elektronen, wenn sie aufgehört haben zu leuchten¹⁾, nicht mehr merklich ozonisieren. Wird nämlich durch Vergrößerung der Entfernung zwischen Spitze und Platte dieselbe Stromstärke bei höherem Spitzenpotential erzielt, so nimmt die Ozonausbeute nicht zu, obgleich nun die Elektronen, nachdem sie aufgehört haben zu leuchten, einen größeren Weg im Gase zurücklegen. Also nur solange die Elektronen größere Geschwindigkeit besitzen und leuchten, ozonisieren sie, sei es durch ausgesandte Ätherwellen, sei es durch den Stoß gegen die Sauerstoffmolekeln. Man kann sich nun etwa vorstellen, daß, wenn die Ionen von einer kleinen Stelle der Elektrode ausgehen (normaler Fall frischer Spitzen), sie auf dem kleinen Wege, welchen sie mit großer Geschwindigkeit zurücklegen, weniger Sauerstoffmolekeln treffen, als wenn sie von einem größeren Teil des Spitzendrahtes ausgehen (gebrauchte Spitzen); daher die größere Ozonausbeute im letzteren Fall. Die große Ozonausbeute Siemensscher Ozonröhren (§ 12) hängt vielleicht mit der dieser Entladungsform eigentümlichen kleinen Stromdichte zusammen.

§ 20. Ich verzeichne hierunter noch eine Versuchsreihe mit einer anderen Doppelspitze an einem 0,25 mm starken Platindraht.

Tabelle 4.

Nr.	<i>b</i>	θ	<i>V</i>	$i_1 \cdot 10^6$	<i>A</i>
203	761	22°	8300	17,5	2050
206	755	20	—	17,6	3440
211	765	19	8860	17,6	4200

1) Ob dieselben in diesem Zustand eine, im Vergleich zu der von mir gemessenen, sehr schwache Ozonisierung doch hervorbringen, ist natürlich eine offene Frage.

Bei Nr. 203 waren die Spitzen frisch gezogen. Zwischen Nr. 203 und Nr. 206 hatte der ozonisierende Strom einer Hochspannungsbatterie im geschlossenen, mit Sauerstoff gefüllten Apparat 15 Stunden lang gewirkt; zwischen 206 und 211 weitere 15 Stunden. Die Steigerung der Ozonausbeute war wiederum von der § 17 beschriebenen Änderung des Spitzenlichtes begleitet.

§ 21. Es ist mir nicht gelungen, durch eine andere Behandlung als die beschriebene eine Platinspitze in den veränderten Zustand zu versetzen. 16 stündige Behandlung einer Spitze als Kathode in freier Luft ließ die Ozonausbeute in Sauerstoff bei der Stromstärke $i_1 = 17,5 \cdot 10^{-6}$ ungeändert. Als wirkungslos erwies sich ferner das Platinieren einer Spitze sowie fünfständige Behandlung als Anode oder Kathode in einem Bade von verdünnter Schwefelsäure. Auch war die Ausbeute die gleiche, mochte die Spitze lichtempfindlich sein oder nicht.¹⁾

Für die Stromstärke $i_1 = 17,5 \cdot 10^{-6}$ fand ich die Ausbeute bei Spitzen an

Tabelle 5.

Nr. 208	0,29 mm dickem	Aluminiumdraht	2930
" 209	0,25 "	" Eisendraht	2180
" 201	0,47 "	" Kupferdraht, oxydiert	3130
" 202	0,47 "	" blank	2960

§ 22. Der Zusammenhang zwischen der Ozonausbeute und der Natur des Spitzenlichtes zeigt sich noch in einer anderen bemerkenswerten Weise. Die Abnahme der Ozonausbeute mit wachsender Stromstärke erfolgt nämlich nur bis zu einem gewissen Wert der letzteren; steigert man die Stromstärke weiter, so nimmt die Ausbeute wieder zu. Dies zeigt folgende mit dem Apparat IV gemachte Versuchsreihe, welche mit frischen Spitzen angestellt wurde und wegen der auch hier etwas hervortretenden Zunahme der Ausbeute mit dem Gebrauch (§ 17) in der Reihenfolge mitgeteilt ist, in welcher sie ausgeführt wurde. Große Stromstärke wurde durch Verringerung der Spitzenzahl erzielt. v bedeutet wie in § 7 das in der Sekunde

1) F. R. Gorton, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 1905. p. 42.

den Apparat passierende Gasvolumen in Kubikzentimetern. Die Distanz zwischen Spitze und Platte betrug 10 mm.

Tabelle 6.

Nr.	b	θ	v	V	$i_1 \cdot 10^6$	A	Spitzenzahl
102	761	17°	7,6	—	21,9	2040	4
103	758	17	6,9	6080	14,6	2450	6
104	758	18	8,3	12510	130,7	2530	1
106	764	23	7,8	9610	52,4	1840	5
107	758	19	7,4	7000	21,9	2250	5

Die Ozonausbeute nimmt also ab, wenn die Stromstärke von 14,6 auf 21,9 und weiter auf 52,4 gesteigert wird, wächst aber wieder bei weiterer Erhöhung auf 130,7.

Beobachtet man nun das Spitzenlicht mit der Lupe oder besser mit dem Mikroskop, so bemerkt man, daß bei Annäherung an das Funkenpotential von dem positiven Licht c , das sich außerdem sehr in die Breite ausgedehnt hat, ein Büschel γ ausgeht, welcher einige Millimeter vor der Erdplatte im Gase endigt; mit dem Auftreten dieses Büschels fängt nun die Ozonausbeute mit wachsender Stromstärke zu wachsen an.

Bei dem Versuch Nr. 104 war der Spitzendraht zur Herstellung der gewünschten Entfernung von der Platte mehrfach geknickt, wobei außer an der Spitze noch an einigen anderen Stellen des negativen Drahtes ein schwaches Licht sich zeigte. Um mich zu überzeugen, daß die Steigerung der Ausbeute nicht von diesem Licht herrührte, machte ich einen Versuch mit einem kurzen geraden Spitzendraht, bei welchem jenes Licht nicht auftrat. Gleichwohl erfolgte auch hier die Zunahme der Ausbeute mit wachsender Stromstärke, sobald der positive Büschel γ auftrat, wie aus der Vergleichung des folgenden Versuches mit Nr. 106, Tab. 6 hervorgeht.

Nr.	b	θ	v	V	$i_1 \cdot 10^6$	A	Spitzenzahl
105	769	19°	6,8	10300	104,8	2140	1

Das angewandte Spitzenpotential lag dem Funkenpotential nahe.

§ 23. An den engen Zusammenhang, welcher zwischen der chemischen Wirkung der stillen Entladung und der dieselbe begleitenden Lichterscheinung besteht, knüpft sich noch folgende Bemerkung. Ändert man die Natur des Gases, welches man der stillen Entladung unterwirft, z. B. bei der

Ozonisierung Druck oder Temperatur, so verändert man nicht nur den Stoff, welcher der chemischen Wirkung unterliegt, sondern zugleich im allgemeinen das chemisch wirksame Agens, indem erfahrungsgemäß die Lichterscheinung mit der Beschaffenheit des Gases bei derselben Stromstärke sich ändert. Viel einfacher liegen die Verhältnisse bei Versuchen, wie sie Hr. E. Regener¹⁾ angestellt hat, bei welchen das wirksame Agens, nämlich die ultraviolette Strahlungsquelle, konstant erhalten und allein die Beschaffenheit des Gases geändert werden kann. Dies ist bei der Beurteilung der folgenden Versuche im Auge zu behalten, bei welchen der Einfluß des Druckes und der Temperatur auf die Ozonisierung des Sauerstoffs untersucht wird.

§ 24. Den Einfluß des Druckes untersuchte ich mit dem zwei Spitzen enthaltenden Apparat V, Fig. 2. Das Versuchrohr kommunizierte durch einen Rohrstutzen C mit dem einen Schenkel eines Quecksilbermanometers, dessen anderer Schenkel in die freie Luft mündete. Vor dem (nicht gezeichneten) Dreiwegehahn II, welcher zum Absorptionsgefäß führte, war ein zweiter Hahn I von kleinerem Querschnitt mit einfacher Bohrung eingeschaltet; durch Einstellung dieses Hahnes und der Auslaßschraube am Druckreduzierventil der Bombe wurde der gewünschte Überdruck und zugleich die gewünschte Geschwindigkeit des Gasstromes hervorgebracht. Der 98 $\frac{1}{2}$ proz. Sauerstoff passierte Vorlagen von Natronkalk (67 cm) und Baumwolle (18 cm), trat alsdann in den Versuchsapparat und von hier durch die Hähne I und II in das Absorptionsgefäß.

Zu Beobachtungen bei vermindertem Druck wurden die beiden Hähne I und II vollständig gegen das Absorptionsgefäß geöffnet und an dieses unter Einschaltung einer Schlauchklemme eine Wasserstrahlpumpe angesetzt. Durch Regulierung an der Schlauchklemme und der Auslaßschraube des Druckreduzierventils wurde der gewünschte Unterdruck und zugleich die gewünschte Geschwindigkeit des Gasstromes hervorgebracht. Die letztere konnte hier nicht durch Auffangen des Gases gemessen werden; ich bestimmte sie näherungsweise, indem ich zu einem bestimmten Zeitpunkt den Gaszufluß unterbrach und

1) E. Regener, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1904. p. 1228.

die in gemessener Zeit eintretende Druckabnahme beobachtete, aus welcher, indem das Volumen des Apparates bekannt war, die Geschwindigkeit des Gasstromes sich ergab.

In jedem Falle schlossen Hähne und Schliffe ohne Schmiermittel hinreichend dicht. Bei den Versuchen unter vermindertem Druck war an der Auslaßschraube des Ventils erheblicher Unterdruck vorhanden; es mußte daher hier sehr sorgfältig abgedichtet werden, damit dem Gase keine atmosphärische Luft sich beimengte.

Wegen der Veränderlichkeit der Ozonausbeute mit dem Gebrauch der Spitzen wurden immer Versuche bei Atmosphärendruck eingeschaltet.

§ 25. Hierunter folgen zunächst die Ergebnisse, welche mit länger gebrauchten Spitzen erhalten wurden. Das Volumen v ist immer auf den beigesetzten atmosphärischen Druck b reduziert. p ist der Druck im Apparat.

Tabelle 7.

98½ proz. Sauerstoff. $i_1 = 37,4 \cdot 10^{-6}$.

Verminderter Druck.

Nr.	b	θ	v	p	V	A	A/p
153	771	18°	3,6	461 mm	3810	2180	
154	764	17	10	784	5220	3090	
155	764	17	2,7	458	3810	2190	
156	764	18	9,3	784	5220	3160	

Erhöhter Druck.

157	761	15°	12,5	1210	6900	5850	
158	761	16	10,9	780	5220	3330	
159	761	16	10,9	780	5220	3280	
160	761	17	12,5	1210	6900	5490	

Hieraus ergeben sich folgende Mittelwerte:

Verminderter Druck.

153. 155	768	18°	3,2	460	3810	2190	4,76
154. 156	764	18	9,7	784	5220	3130	3,99

Erhöhter Druck:

158. 159	761	16°	10,9	780	5220	3310	4,24
157. 160	761	16	12,5	1210	6900	5420	4,49

Folgende Versuche wurden mit wenig gebrauchten Spitzen angestellt.

Tabelle 8.

98 $\frac{1}{2}$ proz. Sauerstoff. $i_1 = 17,5 \cdot 10^{-6}$.

Nr.	b	θ	r	p	V	A	A/p
229	767	17°	7,8	787	7120	2520	
230	767	18	12,5	1215	9520	3590	
231	768	18	12,5	1201	9880	3570	
232	768	18	10,0	788	7410	2710	
233	752	17	3,0	465	5520	2120	
234	752	17	7,8	772	7410	3000	
Mittelwerte: Verminderter Druck.							
233	752	17°	3,0	465	5520	2120	4,55
232. 234	760	18	8,9	780	7410	2860	3,67
Erhöhter Druck.							
229. 232	768	18°	8,9	788	7270	2620	3,32
230. 231	768	18	12,5	1208	9700	3580	2,97

Die Ozonausbeute steigt also mit wachsendem Druck. Bei der Beurteilung dieses Ergebnisses muß man nach § 23 fragen, ob die Lichtentwicklung an der Spitze sich mit dem Druck ändert. Obgleich ich innerhalb der hier benutzten Grenzen des Druckes darüber nichts Sicheres konstatieren konnte, so nimmt doch jedenfalls bei größerer Druckabnahme die Lichtentwicklung mit abnehmendem Druck zu, woraus ich schließe, daß das chemisch wirksame Agens mit wachsendem Druck jedenfalls nicht intensiver wird. Das Wachsen der Ozonausbeute mit wachsendem Druck kann man sich nach § 19 so erklären, daß die Ionen, ehe sie ihre chemische Wirkung verlieren, eine um so größere Zahl von Molekeln treffen, je höher der Druck ist.

Die Größe A/p nimmt in der Mehrzahl der Fälle mit steigendem Druck ab, doch kommt auch das entgegengesetzte Verhalten vor. Aus allen Versuchen, die ich über diesen Gegenstand gemacht habe, scheint mir hervorzugehen, daß eine einfache, durchgreifende Gesetzmäßigkeit hier nicht besteht. Die Lichtentwicklung wird wahrscheinlich je nach der Stromstärke und Beschaffenheit der Spitze durch den Druck in verschiedener Weise beeinflußt. Gleichwohl habe ich aus den

obigen Ergebnissen Interpolationsformeln berechnet, welche auf der Voraussetzung beruhen, 1. daß wenn durch veränderte Spitzenbeschaffenheit die Ausbeute A für *einen* Druck erhöht wird, sie in demselben Verhältnis für *jeden* Druck erhöht wird; 2. daß die Ausbeute nur von der Dichte des Sauerstoffs abhängt, einerlei ob dieselbe durch Druck- oder Temperaturänderung variiert wird. Die letztere Voraussetzung trifft nach § 26 innerhalb ziemlich weiter Temperaturgrenzen annähernd zu, wird also jedenfalls bei Temperaturen, welche der Zimmertemperatur nahe liegen, als gültig betrachtet werden können.

So liefert Tab. 7 für gebrauchte Spitzen, bei wahrscheinlich wenig anormaler Lichtentwicklung (§ 18) mit der Stromstärke $i_1 = 37,4 \cdot 10^{-6}$ zwischen $p = 780$ und 1210 mm

$$(1) \quad A' = A \cdot \frac{0,00958 \cdot p'/1 + \alpha t' - 1}{0,00958 \cdot p/1 + \alpha t - 1},$$

zwischen $p = 780$ und 460 mm

$$(2) \quad A' = A \cdot \frac{0,0036 \cdot p'/1 + \alpha t' + 1}{0,0036 \cdot p/1 + \alpha t + 1}.$$

Ebenso Tab. 8 für frische Spitzen mit normaler Lichtentwicklung bei der Stromstärke $i_1 = 17,5 \cdot 10^{-6}$ zwischen $p = 790$ und 1210 mm

$$(3) \quad A' = A \cdot \frac{0,00297 \cdot p'/1 + \alpha t' + 1}{0,00297 \cdot p/1 + \alpha t + 1},$$

zwischen $p = 770$ und 470 mm

$$(4) \quad A' = A \cdot \frac{0,00384 \cdot p'/1 + \alpha t' + 1}{0,00384 \cdot p/1 + \alpha t + 1}.$$

A' bezieht sich auf p', t' ; A auf p, t .

§ 26. Der Einfluß der Temperatur wurde untersucht in dem Apparat VI (Fig. 3). Der $98\frac{1}{2}$ proz. Sauerstoff trat durch die § 24 beschriebenen Vorlagen in ein aufgerolltes, 3,3 m langes Bleirohr, welches sich samt dem unteren Teil des Apparates in dem Temperaturbad befand; alsdann bei A in den Apparat. T ist die eine Lötstelle eines Thermoelementes Kupfer-Konstantan (Dicke des Konstantandrahtes 0,2 mm), dessen beide andere Lötstellen sich in einem Wasserbade befanden und dessen elektromotorische Kraft durch einen Kompensationsapparat gemessen wurde. Das Thermoelement zeigte eine Temperatur, welche sich nur um Bruchteile eines

Grades von der Badtemperatur unterschied, wenn diese, wie im Fall eines Wasserbades, gleichförmig war.

Die anderen Versuche wurden bei konstantem Druck gemacht und zwar mit einer viel gebrauchten Doppelspitze an einem 0,25 mm starken Platindraht. Gleichwohl war bei der größeren Stromstärke der folgenden Reihe, wie die Werte der Ausbeute zeigen, die Lichtentwicklung ziemlich normal. θ ist die Temperatur nach dem Thermoelement.

Tabelle 9.

98 $\frac{1}{2}$ Proz. Sauerstoff. $i_1 = 37,4 \cdot 10^{-8}$.

Nr.	b	θ	v	p	V	A
173	763	16°	9,6	780	7590	2450
174	765	79,5	9,3	782	6560	2260
175	772	17	10,4	789	7470	2560
176	772	17	9,6	789	7410	2550
177	772	80,1	10,4	789	6440	2370
178	772	12,5	8,3	789	7590	2610
178	772	12,5	8,3	789	7590	2610
179	764	79,7	10,9	780	6320	2330
180	764	79,6	10,4	780	6320	2300
182	769	15,8	9,3	786	7350	2540
182	769	15,8	9,3	786	7350	2540
183	769	79,8	9,6	786	6320	2360
184	769	14,9	8,3	786	7350	2590

Indem man die Mittel nimmt, ergibt sich:

Tabelle 9a.

Nr.	b	θ	v	p	V	A	A ber.
173. 175	768	16,5°	10	785	7530	2510	
174	765	79,5	9,3	782	6560	2260	2190
176. 178	772	14,8	9	789	7500	2580	
177	772	80,1	10,4	789	6440	2370	2230
178. 182	771	14,2	8,8	788	7470	2580	
179. 180	764	79,7	10,7	780	6320	2320	2220
182. 184	769	15,4	8,8	786	7350	2570	
183	769	79,8	9,6	786	6320	2360	2230

Die Ausbeute ergibt sich also bei 80° unter konstantem Druck kleiner als bei der Zimmertemperatur. Es fragt sich, ob dies nach § 25 lediglich eine Folge der mit der Temperatursteigerung verknüpften Abnahme der Gasdichte ist. Berechnet man nun unter dieser Annahme aus der Formel (2), § 25, die auf 80° bezügliche Ausbeute aus der bei der Zimmertemperatur beobachteten, so erhält man die unter *A* ber. verzeichneten Werte, welche im Mittel um 4 Proz. kleiner sind als die beobachteten. Danach würde die Ausbeute bei konstanter Gasdichte bei 80° etwas größer sein als bei der Zimmertemperatur.

Das entgegengesetzte Ergebnis liefert die folgende Versuchsreihe mit denselben Spitzen, aber kleinerer Stromstärke und anormaler Lichtentwicklung.

Tabelle 10.

98 1/2 Proz. Sauerstoff. $i_1 = 17,5 \cdot 10^{-6}$.						
Nr.	<i>b</i>	θ	<i>v</i>	<i>p</i>	<i>V</i>	<i>A</i>
186	770	15°	9,8	786	6420	4820
187	770	-16,5°	9,8	786	6720	5560
188	769	-13,2	10	785	6720	5380
189	768	16	10	785	6140	4730
189	768	16	10	785	6140	4730
190	766	80,8	9,6	783	5340	3080
191	766	80,1	10,4	783	5460	3470
192	767	16	10,9	783	6240	5230

Die Temperaturen unter 0° wurden durch eine Kältemischung hervorgebracht.

Indem wieder die Mittelwerte genommen werden:

Tabelle 10a.

Nr.	<i>b</i>	θ	<i>v</i>	<i>p</i>	<i>V</i>	<i>A</i>	<i>A</i> ber.
186. 189	769	15,5°	9,7	786	6280	4780	
187. 188	770	-14,9	9,7	786	6720	5470	5160
189. 192	768	16	10,5	784	6190	4980	
190. 191	766	80,5	10	783	5400	3280	4300

Auch hier sinkt die Ausbeute bei konstantem Druck mit wachsender Temperatur. Berechnet man aber die Ausbeute aus den auf Zimmertemperaturen bezüglichen Werten für -14,9° und +80,5° bez. nach den allerdings auf frische

Spitzen bezüglich Formeln (3) und (4), § 25, so findet man nach Tab. 10a jene kleiner, diese größer als beobachtet, wonach bei konstanter Gasdichte die Ausbeute hier mit wachsender Temperatur erheblich sinken würde. Ich vermute nach den Versuchen des folgenden Paragraphen, daß dieses Ergebnis mit der anormalen Lichtentwicklung zusammenhängt.

§ 27. Ich habe nämlich die mir nicht unwichtig scheinende Frage, welchen Einfluß die Temperatur bei konstanter Dichte auf die Ozonausbeute hat, direkt geprüft, und zwar für frisch gezogene Spitzen, um anormale Lichtentwicklung auszuschließen. Dazu entfernte ich das Thermoelement, dessen Angaben mit der Temperatur des Wasserbades nahe übereinstimmte, verband den Versuchsapparat bei *C* mit dem Manometer und regulierte den Gasdruck so, daß die Gasdichte bei tieferer und höherer Temperatur nahezu konstant blieb. Hierunter folgen die Ergebnisse für zwei Stromstärken.

Tabelle 11.

98 $\frac{1}{2}$ Proz. Sauerstoff. $i_1 = 17,5 \cdot 10^{-6}$.						
Nr.	<i>b</i>	θ	<i>v</i>	<i>p</i>	<i>V</i>	<i>A</i>
217	761	12°	—	782	6440	2180
218	761	80	8,9	951	5970	2480
219	761	12,8	—	784	6440	2660
220	754	11,6	9,3	776	6260	2710
221	754	80	7,8	963	6180	2880
222	754	12	7,8	774	6440	2790
$i_1 = 52,4 \cdot 10^{-6}$.						
223	759	10,1	9,6	782	10600	2310
224	760	80,3	8,9	979	8860	2220
225	760	10,7	8,6	782	9770	2350
226	768	14,9	7,1	789	9630	2300
227	769	80	13,5	980	8920	2390
228	769	15	14,3	794	9310	2420

Die folgende Tab. 11a enthält die Mittelwerte; ferner unter *p* ber. den Druck, welchen die Konstanz der Gasdichte erfordert hätte und welcher von dem beobachteten ein wenig abweicht; endlich unter *A* korr. die auf *p* ber. nach § 25 reduzierten, von den beobachteten wenig verschiedenen *A*-Werte.

Tabelle 11a.

$$i_1 = 17,5 \cdot 10^{-6}.$$

Nr.	θ	p	p ber.	V	A	A korr.
217. 219	12,4°	783	—	6440	2420	2420
218	80	951	969	5970	2480	2520
220. 222	11,8	775	—	6350	2750	2750
221	80	963	962	6180	2880	2880
$i_1 = 52,4 \cdot 10^{-6}.$						
223. 225	10,4	782	—	10190	2330	2330
224	80,3	979	976	8860	2220	2215
226. 228	15	792	—	9470	2360	2360
227	80	980	971	8920	2330	2310

Es ergibt sich also die Ozonausbeute für konstante Gasdichte bei 80° für die kleinere Stromstärke um 4 Proz. größer, für die größere um 4 Proz. kleiner als bei der Zimmertemperatur.

Zusammenfassend kann man sagen, daß mit steigender Temperatur bei konstantem Druck die Ozonausbeute stets sinkt, daß dies bei frischen Spitzen zum größten Teil auf der mit steigender Temperatur erfolgenden Abnahme der Gasdichte beruht, daß endlich, wenn die Gasdichte konstant gehalten wird, die Ozonausbeute sich zwischen +10° und +80° nur um einige Prozente ändert. Das letztgenannte Ergebnis stimmt überein mit einem früher¹⁾ nach einer ganz anderen Methode, nämlich mit dem Differentialozonometer gefundenen, bei welchem die Ozonisierung durch die mit ihr verbundene Druckabnahme gemessen wird. Dabei ergab sich die ozonbildende, l. c. durch die Größe β gemessene Wirkung der Spitzenentladung zwischen 0° und +50°, indem die Gasdichte konstant blieb, nahezu unabhängig von der Temperatur. Doch ist diese Methode zur Bestimmung der ozonbildenden Wirkung, indem die ozonzerstörende eliminiert werden muß, weniger zuverlässig. Noch ist anzumerken, daß nach Tab. 11a bei konstanter Dichte des Sauerstoffs das eine bestimmte Stromstärke liefernde Spitzenpotential mit steigender Temperatur abnimmt. Auch dies ist im Einklang mit früheren Versuchen.²⁾

1) E. Warburg, Ann. d. Phys. 9. p. 788. 1902.

2) E. Warburg, Ann. d. Phys. 2. p. 313. 1900.

II. Sauerstoff, positives Spitzenpotential.

§ 28. Es ist schon im § 10 auf den Unterschied in dem Verhalten positiver und negativer Spitzenpotentiale aufmerksam gemacht worden. Bei negativer Spitze ist die Ausbeute am größten bei sehr kleiner Stromstärke, mit deren Wachsen sie bis zu einem Minimum abnimmt (§ 22). Bei positiver Spitze ist die Ausbeute am kleinsten bei sehr kleiner Stromstärke, bei welcher das Spitzenlicht sich auf eine dünne Lichthaut auf der Spitze beschränkt, wächst aber, sowie der positive Büschel hinzutritt, schnell mit der Stromstärke, um schließlich Werte zu erreichen, welche für frische Spitzen die größten bei negativem Spitzenpotential erhältlichen übertreffen.

Bei der weiteren Verfolgung dieses Gegenstandes hat es sich nun gezeigt, daß die Ausbeute hier sehr durch die Beschaffenheit des positiven Büschels beeinflusst wird, welche, wie die Beschaffenheit der positiven Lichtsäule bei der Glimmentladung, von sehr vielen schwer kontrollierbaren Umständen abhängt. Doch gelang es durch Variierung der Versuchsbedingungen noch erheblich höhere Werte der Ausbeute als bei den früheren Versuchen, nämlich Werte über 5000, zu erreichen, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht, in welcher d die Dicke des Drahtes, an welchem die Spitze gezogen ist, D die Entfernung zwischen Spitze und Platte bedeutet. Der Druck im Apparat war ungefähr 30 mm Q. höher, als der äußere Luftdruck b .

Tabelle 12.

Positives Spitzenpotential.

93proz. Sauerstoff.

Nr.	d mm	D mm	b	θ	v	V	$i, \cdot 10^6$	A	$B^1)$
62	0,1	13,5	761	16°	9,3	12900	77,2	2230	7,63
63	0,5	3,6	760	17	9,8	5710	22,9	2990	23,1
61	0,5	13,5	761	16	10,5	12900	87,4	4770	16,3
65	1,0	4	757	18	11,4	6900	42,5	5220	33,4
66	1,0 ²⁾	4	755	18	11,5	5590	29,4	4560	36,0
68	1,0	4	757	18	8,0	5970	43,9	5130	37,9

98 $\frac{1}{2}$ proz. Sauerstoff.

81	1	4,4	762	20	10,5	7830	47,9	5680	32,0
82	2	5,0	762	19	7	7710	62,4	4080	23,4

1) Die Bedeutung von B vgl. § 29.

2) Kupferdraht.

Im allgemeinen läßt sich auf Grund der Versuche über Ozonisierung bei positivem Spitzenpotential folgendes sagen:

1. Durch längeren Gebrauch verlieren Platinspitzen die Fähigkeit, einen positiven Büschel zu bilden, indem statt seiner die Funkenentladung eintritt. Es empfiehlt sich daher hier der Gebrauch ziemlich frischer Spitzen.

2. Da mit wachsender Stromstärke die Ausbeute wächst, so empfiehlt es sich, mit dem Spitzenpotential nahe an das Funkenpotential heranzugehen; dies ist in den Versuchen der Tabelle stets geschehen.

3. Mit wachsender Entfernung zwischen Spitze und Platte wächst die Ausbeute, indem dabei der Büschel länger und breiter wird (Nr. 63 und 61).

4. Im allgemeinen zeigt es sich vorteilhaft, die Spitzen an dickeren, bis zu 1 mm starken Drähten zu ziehen (Nr. 61 bis 68). Eine weitere Steigerung der Drahtdicke fand ich nicht vorteilhaft (Nr. 81, 82); auch ist bei dickeren Drähten die Spitzenentladung mit positivem Büschel nicht mehr mit Sicherheit durch Regulierung der Stromstärke zu erlangen, indem oft spontan die Funkenentladung einsetzt.

Es haben indessen noch andere Umstände, als die erwähnten, Einfluß auf die Beschaffenheit des Büschels bez. auf die Ausbeute, Umstände, welche ich bis jetzt nicht scharf zu formulieren vermag. Es ist daher nicht zu erwarten, daß bei Innehaltung der bei den Versuchen angegebenen Bedingungen jedesmal die angegebenen Werte der Ausbeute erhalten werden.

§ 29. In technischer Beziehung kommt es an auf das Verhältnis der erzielten Ozonmenge zur aufgewendeten Arbeit. Diese Größe möge die *technische Ozonausbeute* heißen und in Gramm Ozon für die Pferdestunde durch B bezeichnet werden. Es ist

$$(4) \quad B = \frac{A}{V} \cdot \frac{60 \cdot 736}{1000} = 44,16 \cdot \frac{A}{V} \cdot 1)$$

Aus § 17—29 geht nun hervor, daß bei der Ozonisierung des Sauerstoffs durch Gleichstrom die größte technische Ausbeute durch sehr verschiedene Maßnahmen erhalten wird, je

1) Hierbei ist vorausgesetzt, daß der Strom bei der Spitzenentladung als konstant betrachtet werden kann, was nach Untersuchung mittels eines eingeschalteten Geisslerschen Rohres der Fall war.

nachdem man mit negativem oder positivem Spitzenpotential arbeitet. Im ersteren Fall wird man gebrauchte Spitzen, möglichst kleine Stromstärke und möglichst geringe Entfernung zwischen Spitze und Platte anwenden, soweit die hier günstige anormale Lichtentwicklung auch bei kleiner Distanz bestehen bleibt. Bei positiver Spitze wird man frische Spitzen, ziemlich starke Drähte (nicht unter 1 mm) und ein dem Funkenpotential nahe kommendes Spitzenpotential anwenden. Auch hier ist eine nicht zu große Entfernung zwischen Spitze und Platte zweckmäßig, da mit wachsender Entfernung zwar die Stromausbeute wächst, die technische Ausbeute aber abnehmen kann, wie aus Tab. 12, Nr. 63 und 61 (§ 28) hervorgeht. Die größte technische Ausbeute ergab bei positiver Spitze Versuch Nr. 68, Tab. 12, § 28 (1 mm starker Draht, 4 mm Entfernung zwischen Spitze und Platte, 93 proz. Sauerstoff) mit 37,9 g Ozon pro Pferdestunde¹⁾; bei negativer Spitze Versuch Nr. 214, Tab. 2, § 17 (Entfernung 14 mm) mit 34,8 g Ozon pro Pferdestunde. Unzweifelhaft kann dieser Wert durch Wahl einer kleineren Entfernung noch erhöht werden.

Bezüglich der Ersetzung des Platins durch anderes Material gibt für negative Spitze § 21 Fingerzeige. Bei positiver Spitze kann ohne beträchtliche Verringerung der Ausbeute Platin durch Kupfer ersetzt werden (§ 28, Tab. 12, Nr. 66).

III. Ozonisierung der atmosphärischen Luft.

§ 30. In der atmosphärischen Luft bildet die Funkenentladung jedenfalls hauptsächlich N_2O_4 ; als ich im Apparat II die Funkenentladung auf einen Strom atmosphärischer Luft wirken ließ, konnte ich keinen Ozongeruch im austretenden Gase bemerken. Aber auch bei der Spitzenentladung entsteht in der Luft neben Ozon auch N_2O_4 , wodurch die Verhältnisse viel komplizierter werden als bei der Ozonisierung des Sauerstoffs. Zunächst wird die Bestimmung des Ozons erschwert, indem auch N_2O_4 aus der Jodkaliumlösung Jod frei macht; es muß also vor der Ozonbestimmung das N_2O_4 entfernt werden.

Um über die Gegenwart von N_2O_4 zu entscheiden, benutzte ich die Tatsache, daß, wenn eine mit N_2O_4 behandelte

1) Natürlich gilt auch hier das am Ende des § 28 Gesagte.

Jodkaliumlösung wie bei der Ozonbestimmung mit Natriumthiosulfatlösung titriert wird, das Phänomen der Nachbläuung auftritt. D. h., wenn die mit einer äquivalenten Menge Schwefelsäure und Stärke versetzte Lösung durch Natriumthiosulfat entfärbt ist, so tritt nach kurzer Zeit aufs neue Bläuung ein.¹⁾ Wenn man die reine Jodkaliumlösung (1 g KJ in 50 ccm) mit der äquivalenten Menge Schwefelsäure und Stärke versetzt, so tritt allerdings durch die Wirkung des atmosphärischen Sauerstoffs auf die gebildete HJ freies Jod und dadurch Bläuung ein, aber bei 16° geschah dies erst nach etwa 5 Stunden und zur Entfärbung waren nach 24 Stunden bei 50 ccm angewandter Lösung in drei Versuchen bez. 0,1, 0,16, 0,24, im Mittel 0,17 ccm der $\frac{1}{50}$ normalen Natriumthiosulfatlösung erforderlich. Dieser Umstand bringt also bei der Ozonbestimmung keinen Fehler hervor. Als aber die Ozonisierungsversuche mit atmosphärischer Luft gemacht wurden, trat die Nachbläuung schon nach $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{2}$ Stunde auf und in viel stärkerem Maße als eben beschrieben.

Es ist also nötig, das ozonisierte Gas, ehe es in die neutrale Jodkaliumlösung gelangt, durch ein Absorptionsmittel zu leiten, welches N_2O_4 zurückhält, ohne den Ozongehalt merklich zu beeinflussen. Eine Vorlage von $\frac{1}{10}$ normaler Kalilauge erfüllte die zweite Bedingung nicht, indem bei einem Versuch wie § 14, bei Einschaltung dieser Vorlage, statt 17,5 nur 11,6 ccm Natriumthiosulfat zur Entfärbung hinreichten. Als aber die Vorlage anstatt mit der Kalilauge mit reinem Wasser beschickt ward, erhielt man anstatt 17,5 ccm 17,4, so daß die Wasservorlage, wie später öfter konstatiert wurde, den Ozongehalt nicht merklich verringerte. Die Wasservorlage (Länge der Wassersäule 24 cm, enthalten in dem § 3 beschriebenen Absorptionsgefäß) erwies sich nun bei dem schwachen Gehalt des Gases an N_2O_4 , und wenn die Geschwindigkeit des Gasstromes nicht zu groß war (§ 32), auch hinreichend, um das Phänomen der Nachbläuung zu beseitigen und, wie ich hieraus schließe, das N_2O_4 wegzunehmen.²⁾

1) Vgl. auch J. K. Clement, Ann. d. Phys. 14. p. 337. 1904.

2) Aus einigen Versuchen scheint mir hervorzugehen, daß unsaubere Kautschukverbindungen die Bildung von N_2O_4 begünstigen. Jedenfalls trat bei den mitzuteilenden Versuchen keine Nachbläuung auf.

Dabei könnte indessen die Wasservorlage in diesem Fall, wenn auch nicht beim Sauerstoff, den Ozongehalt verringern. Aus N_2O_4 entsteht nämlich durch Reaktion mit kaltem Wasser HNO_3 und HNO_2 , welches durch Ozon zu HNO_3 oxydiert wird. Um den Verlust zu schätzen und zugleich die Wirkung der Wasservorlage zu kontrollieren, machte ich folgenden Versuch. Atmosphärische Luft wurde im Apparat IV ozonisiert und der Ozongehalt zu 3,84 mg gefunden; alsdann der Versuch wiederholt, nachdem die Jodkaliumvorlage durch eine zweite Wasservorlage ersetzt war. Hr. Mylius war so freundlich, den Salpetersäuregehalt der beiden Wasservorlagen zu prüfen, welchen er auf 0,35 mg für die erste, auf 0,02 mg für die zweite schätzte. 0,35 mg HNO_3 sind $0,35/63 = 0,0056$ mg äq. HNO_3 ; es entstehen also 0,0028 mg äq. HNO_3 , welche $0,0028 \cdot 48 = 0,13$ mg Ozon zerstören, d. h. $0,13/3,84 = 3,5$ Proz. der ganzen Menge. Die im folgenden angegebenen Ozonmengen sind also wahrscheinlich um 3—4 Proz. zu klein, indem eine Korrektur nicht angebracht ist. Ferner ist der Salpetersäuregehalt der zweiten Vorlage so klein, daß die erste ausreichend erscheint.

Um die Absorption des Ozons im Wasser unschädlich zu machen, wurde das Gas immer erst 5' lang durch die Wasservorlage und erst dann durch die Jodkaliumvorlage geleitet.

§ 31. Die atmosphärische Luft wurde mittels eines Wasserstrahlpumpengebläses durch den Apparat hindurchgepreßt, nachdem sie Vorlagen von Baumwolle, Natronkalk und Schwefelsäure (Perlenrohr 126 cm lang) passiert hatte. Der Druck im Versuchsapparat war ungefähr 40 mm Q. höher als der atmosphärische Luftdruck.

§ 32. Ich beginne wieder mit den Versuchen bei negativem Spitzenpotential. Da die Ausbeute hier erheblich kleiner ist als bei Sauerstoff, so benutzte ich, um eine hinreichende Ozonmenge in nicht zu langer Zeit (gewöhnlich 20 Minuten) zu erhalten, den Apparat IV mit 6 Spitzen.

Es tritt nun hier die Komplikation ein, daß mit abnehmender Geschwindigkeit des Gasstromes die Ozonausbeute steigt, wie aus folgender Versuchsreihe hervorgeht.

Tabelle 13.

Atm. Luft. $d = 3,8 \text{ mm.}$ $i_1 = 54,5 \cdot 10^{-6}$. 6 Spitzen.

Nr.	b	θ	v	V	A
29	754	19°	7,9	5220	600
30	757	18	1,9	6560	740
31	757	18	7,5	5340	630

Weiter bemerkt man, daß mit abnehmender Geschwindigkeit des Luftstromes das Spitzenpotential für dieselbe Stromstärke steigt. Als ich den Luftstrom ganz unterbrach, stieg das Potential auf 7140, als ich einen sehr starken Luftstrom anwandte, fiel es auf 4200, wobei immer die Stromstärke konstant erhalten wurde. Betrachtet man das Spitzenlicht im Mikroskop, so bemerkt man, daß mit Verlangsamung des Gasstromes der positive, fächerförmige Büschel (§ 18) sehr in die Breite geht, womit nach § 18–19 die Zunahme der Ausbeute wahrscheinlich zusammenhängt.

Die Geschwindigkeit des Gasstromes, welche beim Sauerstoff die Ergebnisse nur dann beeinflußt, wenn sie zu klein ist, um die desozonisierende Wirkung auszuschließen (§ 2), hat also im Fall der Luft einen Einfluß auf die elektrischen Vorgänge, was mit früheren Erfahrungen im Einklang¹⁾ und der Bildung von Stickoxyden zuzuschreiben ist.

Als ich andererseits die Geschwindigkeit des Luftstromes so weit steigerte, daß 100 ccm Luft in 9" den Apparat passierten ($v = 11,1$), so trat bereits nach 4' beim Titrieren die Nachbläunung ein; bei dieser Geschwindigkeit genügt also die 24 cm lange Wassersäule nicht mehr, um das N_2O_4 zurückzuhalten. Wegen dieser Komplikationen ist es nicht möglich, den Versuchen über die Ozonisierung der Luft eine so scharfe Deutung zu geben wie den Versuchen über die Ozonisierung des Sauerstoffs, bei welchen, wenn das Ergebnis unabhängig von der Geschwindigkeit des Gasstromes gefunden wird, man sicher ist, die ozonisierende Wirkung unabhängig von der desozonisierenden gemessen zu haben. Gleichwohl ließen sich schon mit den geschilderten Mitteln einige Fragen beantworten.

1) E. Warburg, Ann. d. Phys. 2. p. 306. § 12 u. § 16. 1900.

§ 33. Zunächst ergibt sich auch für die atmosphärische Luft die Ausbeute unabhängig von dem Spitzenpotential, wenn dieses unter Einhaltung derselben Stromstärke durch Änderung der Entfernung D zwischen Spitze und Platte geändert wird. Dies zeigt folgende Versuchsreihe, bei welcher mit Rücksicht auf § 32 die Geschwindigkeit des Gasstromes konstant gehalten wurde.

Tabelle 14.

Atm. Luft. $b = 759$. $\theta = 20^\circ$. $v = 7,8$. $i_1 = 21,9 \cdot 10^{-6}$. 6 Spitzen.

Nr.	D	V	A
42	12,8	8240	670
43	12,8	8300	660
44	3,4	3930	660
47	13,5	7950	660

§ 34. Bei derselben Geschwindigkeit des Luftstromes ($v = 7,8$) wie Tabelle 14 erhielt ich für die Stromstärke $i_1 = 54,5 \cdot 10^{-6}$ in vier Versuchen die Ausbeuten 560, 530, 550, 600, im Mittel 560 gegen 660 für die Stromstärke $i_1 = 21,9 \cdot 10^{-6}$ (Tab. 14). Die Ausbeute sinkt also bei negativem Spitzenpotential mit wachsender Stromstärke, ebenso wie im Sauerstoff. Tritt aber bei weiter gesteigerter Stromstärke ein positiver Büschel im Spitzenlicht auf (§ 22), so geht die Ausbeute wieder in die Höhe und zwar in stärkerem Maße als im Sauerstoff; auch ist der Büschel in der Luft heller und breiter als im Sauerstoff. Als Beleg diene die folgende Versuchsreihe, in welcher wieder mit Rücksicht auf § 32 die Geschwindigkeit des Luftstromes konstant gehalten wurde.

Tabelle 15.

Atmosph. Luft. $D = 7,5$ mm. $b = 759$. $\theta = 17^\circ$. $v = 5,0$.

Nr.	V	$i_1 \cdot 10^6$	A	Spitzenzahl
8	7830	55,2	460	6
9	12200	163	1130	2
10	12940	219	1500	2

IV. Positives Spitzenpotential.

§ 35. Die Verhältnisse sind hier ähnlich wie beim Sauerstoff. Solange kein positiver Büschel auftritt und das positive Glimmlicht die Spitze als dünne Lichthaut bedeckt, ist die

Ausbeute klein, viel kleiner als bei negativer Spitze. Als Beleg hierfür diene folgende Reihe.

Tabelle 16.

Atmosph. Luft.		Positives Spitzenpotential.			Drahtdicke 0,25 mm.		
Nr.	D	b	θ	v	V	$i_1 \cdot 10^6$	Spitzenzahl
48	13,5	758	20	7,8	7950	14,6	6
49	13,5	758	19	5,8	8060	14,5	6
12	7,5	757	18	5,5	8060	32,7	4

Tritt aber bei Steigerung der Stromstärke ein positiver Büschel auf, so wächst die Ausbeute erheblich und erreicht, was praktisch wichtig, viel höhere Werte als bei negativem Spitzenpotential. Bei den folgenden Versuchen kam das Spitzenpotential dem Funkenpotential nahe.

Tabelle 17.

Atmosph. Luft. Positives Spitzenpotential. $i_1 = 36,4 \cdot 10^{-6}$. 6 Spitzen.
Drahtdicke 0,25 mm.

$D = 3,5$ mm. $b = 758$ mm. $\theta = 19^\circ$. $v = 7,7$. $V = 5340$.

Nr.	A	B
32	2260	18,7
34	2320	19,2

Wird mit zunehmender Entfernung zwischen Spitze und Platte der Büschel länger und breiter, so wächst die Ausbeute A , wie Tab. 18 zeigt.

Tabelle 18.

Atmosph. Luft. Posit. Spitzenpotential. $b = 758$. Drahtdicke 0,25 mm.

Nr.	D	θ	v	V	$i_1 \cdot 10^6$	Spitzenzahl	A	B
34	3,5	18°	7,7	5340	36,4	6	2320	19,2
15	9,8	19	7,5	10800	100,7	4	3030	12,4

Außer diesen Versuchen über die Ozonisierung der atmosphärischen Luft durch den positiven Büschel habe ich noch viele andere angestellt, welche zum Teil noch größere Werte der Ausbeute A und B geliefert haben, Versuche, welche ich hier nicht mitteile, weil die höheren Werte sich bis jetzt nicht sicher reproduzieren lassen. Dagegen sind Werte wie im Versuch Nr. 34 unschwer erhältlich, am besten wohl mit nicht zu scharfen, etwas schneidenartigen Spitzen an 1 mm starken

Platindrähten. Der positive Büschel ist in der atmosphärischen Luft noch kapriziöser als im Sauerstoff.

§ 36. Vergleichen wir nun erstens die Ausbeute *A*, welche man erhält, je nachdem nur eine Lichthaut die positive Spitze bedeckt (Tab. 16) oder, wie im Versuch Nr. 34, Tab. 17, ein gut entwickelter positiver Büschel auftritt, so ergibt sich diese 13mal so groß als jene.

Stellen wir ferner die Versuche zusammen, welche die größte technische Ausbeute *B* (g-Ozon pro Pferdestunde) im Sauerstoff und in der atmosphärischen Luft geliefert haben.

Tabelle 19.

		Negatives Spitzenpotential.		Drahtdicke 0,25 mm.		
	Nr.	Tabelle	<i>D</i>	<i>V</i>	$i_1 \cdot 10^6$	<i>B</i>
Sauerstoff	214	2	14 mm	7230	8,83	34,8
Atm. Luft	44	14	3,4	3930	21,9	7,4
		Positives Spitzenpotential.		Drahtdicke 1 mm.		
	Nr.	Tabelle	<i>D</i>	<i>V</i>	$i_1 \cdot 10^6$	<i>B</i>
Sauerstoff	68	11	4	5970	43,9	37,9
Atm. Luft	34	18	3,5	5340	36,4	19,2

Bei negativem Spitzenpotential ist die größte hier erhaltene technische Ausbeute für atmosphärische Luft wenig mehr als $\frac{1}{5}$ mal so groß als für Sauerstoff; dabei ist offenbar für Sauerstoff durch Verkleinerung der Entfernung *D* ein viel höherer Wert als im Versuch Nr. 214 zu erlangen. Dagegen ist, was sehr bemerkenswert, für positives Spitzenpotential die größte hier erhaltene technische Ausbeute für atmosphärische Luft mehr als $\frac{1}{2}$ mal so groß als für Sauerstoff.

Hieraus geht nun hervor:

1. daß, wenn man Ozon aus atmosphärischer Luft durch Gleichstrom herstellen will, positives, dem Funkenpotential nahe liegendes Spitzenpotential zu wählen ist;

2. daß es technisch kaum vorteilhaft sein kann, die atmosphärische Luft durch den teuren Sauerstoff zu ersetzen. Es gibt sogar Spitzen, deren positiver Büschel eine höhere Ausbeute in der atmosphärischen Luft als in Sauerstoff liefert, was möglicherweise damit zusammenhängt, daß der positive Büschel in der atmosphärischen Luft viel heller als in Sauerstoff ist;

3. daß zur Ozonisierung der atmosphärischen Luft durch Entladung aus metallischen Spitzen Gleichstrom vorteilhafter ist als Wechselstrom. Auch für die Ozonisierung des Sauerstoffs muß das letztere gelten, da nach § 29 bei negativem Spitzenpotential kleine, bei positivem große Stromstärke vorteilhaft ist, so daß die beiden Bedingungen in jedem Fall nur durch Gleichstrom herzustellen sind.

§ 37. Da das unter 3. genannte Ergebnis von technischem Interesse ist, so habe ich es durch direkte Versuche geprüft.

Zur Erzeugung des Wechselstromes diente eine von Hefner Altenecksche Wechselstrommaschine mit eisenlosen Spulen, welche sinusförmigen Strom lieferte. Derselbe wurde durch die Primärspule eines Klingelfusschen Funkeninduktors geleitet, wodurch an den Enden der offenen Sekundärspule eine effektive Potentialdifferenz von 5—7000 Volt entstand. Auch nach dieser Transformation erwiesen sich die Potentialschwankungen mit dem Gehrckeschen Glimmlichtoszillographen¹⁾ untersucht, als nahezu sinusförmig. Der transformierte Wechselstrom durchlief einen größeren Jodkadmiumwiderstand W_1 , die Luftstrecke zwischen Spitze und Platte, und ging dann durch einen kleinen Jodkadmiumwiderstand W_2 zur Erde. Die effektive Potentialdifferenz zwischen Spitze und Platte wurde durch ein Braunsch'sches Elektrometer gemessen, dessen Nadel mit der Spitze, dessen Gehäuse mit der Platte verbunden war. Zur Bestimmung der effektiven Stromstärke wurde der Ausschlag der Nadel eines idiostatisch geschalteten Dolezalekschen Quadrantelektrometers beobachtet, dessen Quadranten bez. an den Enden des Widerstandes W_2 lagen, und dessen Nadel an einem dünnen Platindraht aufgehängt war. Nach Beendigung des Versuches schickte man einen konstanten Strom, dessen Intensität durch ein Galvanometer gemessen wurde, durch den Widerstand W_2 . Der Strom wurde von einem an die städtische Zentrale angelegten Ruhestratischen Potentialteiler abgenommen und so reguliert, daß das an den Enden von W_2 liegende Elektrometer den gleichen Ausschlag wie vorhin beim Wechselstrom zeigte. Dann ist die effektive Stärke des Wechselstromes gleich der vom Galvano-

1) E. Gehrcke, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 1904. p. 176.

meter angegebenen Stärke des Gleichstromes. Sofern der Wechselstrom sinusförmig verlief, ist B nach (4), § 29 zu berechnen. Es wurden abwechselnd Versuche über die Ozon- ausbeute mit Wechselstrom und mit Gleichstrom gemacht; im letzteren Fall bei positivem Spitzenpotential unter Einhaltung der günstigsten Bedingungen (§ 29). Hierunter folgen die Ergebnisse.

Tabelle 20.

98½ proz. Sauerstoff.

 $b = 760$. $\theta = 19^\circ$. $d = 0,5$ mm. $D = 6,8$ mm. $v = 9$.

Nr.	Strom	V	$i_1 \cdot 10^8$	A	B
74	Wechselstrom	6780	53	1550	10,1
75	Gleichstrom	8860	70,8	3670	18,3

 $b = 762$. $\theta = 20$. $d = 1$ mm. $D = 4,4$ mm. $v = 10,5$.

80	Wechselstrom	5340	37,0	770	6,3
81	Gleichstrom	7830	47,9	5680	32,0

Tabelle 21.

Atmosphärische Luft.

 $d = 0,5$ mm. $D = 5$ mm.

Nr.	Strom	b	θ	v	V	$i_1 \cdot 10^8$	A	B
70	Wechselstrom	758	19	7,1	5220	42,0	1140	9,6
71	Gleichstrom	758	20	7,6	6720	52,6	3140	20,7
72	Wechselstrom	760	18	8,0	5590	62,1	853	6,7
73	Gleichstrom	760	18	7,9	7120	54,2	2660	16,5

Diese Versuche zeigen die Überlegenheit des Gleichstromes über den Wechselstrom bei der von mir benutzten Entladungsform in bezug auf die Ausbeute an Ozon. In technischen Betrieben zur Ozonisierung der atmosphärischen Luft durch die Spitzenentladung wird meines Wissens gewöhnlich Wechselstrom benutzt. Aus der vorstehenden Untersuchung geht hervor, wie sehr die Ozonausbeute von der Entladungsform beeinflusst wird (§§ 17, 29, 35). Solange daher über die Anordnung bei technischen Betrieben nichts Näheres bekannt ist, kann ein Vergleich zwischen diesen und den von mir benutzten Anordnungen nicht gezogen werden.

(Eingegangen 5. Mai 1905.)

2. *Absorption elektrischer Schwingungen von 70 cm Wellenlänge; von Otto von Baeyer.*

(Auszug aus der Leipziger Dissertation.)

Seit der Entdeckung der anomalen Absorption elektrischer Schwingungen durch Drude¹⁾ haben die Methoden zur Messung solcher Absorptionen erhöhtes Interesse gewonnen. Außer der von Drude selbst angewandten Methode kommen hier im wesentlichen zwei Methoden in Betracht, die mittels Drahtwellen direkt den Absorptionskoeffizienten zu ermitteln gestatten:

1. Beobachtung der durch eine Schicht variabler Dicke durchgelassenen Intensität. Solche Beobachtungen wurden von G. U. Yule²⁾ zuerst versucht, von ihm und anderen rechnerisch behandelt, von Wildermuth³⁾ zur Messung der anomalen Absorption und zuletzt von Berg⁴⁾ für Salzlösungen angewendet.

2. In einer Schicht von solcher Dicke, daß die einfallenden Wellen am Ende der Schicht vollkommen absorbiert sind, wird die Intensitätsabnahme längs der Drähte gemessen.

Diese Methode wurde von E. Cohn vorgeschlagen und von P. Zeeman⁵⁾, später von Eichenwald⁶⁾ ausgeführt, aber noch nicht auf anomal absorbierende Substanzen ausgedehnt.

In vorliegender Arbeit wurden nun beide Methoden auf ihre Brauchbarkeit geprüft. Nach Abschluß der Versuche erschien die schon erwähnte Abhandlung von O. Berg, in der Messungen nach der ersten Methode mitgeteilt werden. Da seine Meßanordnung dieselbe ist, wie die von mir seit Sommer 1902 angewandte Differentialschaltung, und auch die Resultate

1) P. Drude, Wied. Ann. 60. p. 43. 1897.

2) G. U. Yule, Wied. Ann. 50. p. 742. 1893.

3) K. Wildermuth, Ann. d. Phys. 8. p. 212. 1902.

4) O. Berg, Ann. d. Phys. 15. p. 307. 1904.

5) P. Zeeman, Kon. Akad. van Wetensch. Amsterdam, Sept. 1896.

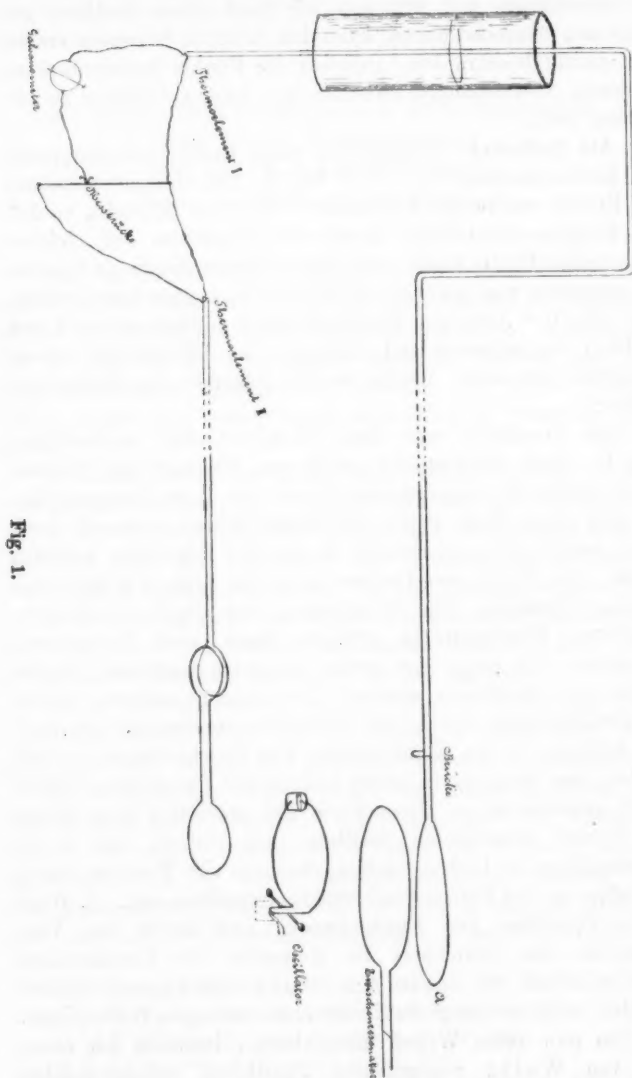
6) A. Eichenwald, Wied. Ann. 62. p. 571. 1897.

im wesentlichen mit den von mir nach dieser Methode gewonnenen übereinstimmen, kann ich mich im folgenden ersten Teil darauf beschränken, lediglich die Punkte hervorzuheben, in denen Abweichungen zwischen den beiden Arbeiten zu bemerken sind.

Als Meßbrücke benutzte ich einen Kompensationsapparat mit Kurbelschaltung von Otto Wolff. Der Gesamtwiderstand der Brücke wurde auf mindestens 5000 Ohm gebracht, so daß die Kompensatorstellung direkt das Verhältnis der elektromotorischen Kräfte ergab. Als Galvanometer diente ein Spulengalvanometer von Hartmann & Braun, dessen Empfindlichkeit $0,7 \cdot 10^{-9}$ Amp. pro Skalenteil bei 5 m Skalenabstand und 20 Ohm Spulenwiderstand betrug. Zur Herstellung reiner, möglichst intensiver Wellen wurde folgende Anordnung getroffen:

Der Oszillator war dem Blondlotschen nachgebildet (Fig. 1). Zwei Drahtstücke aus 2 mm Messingdraht bildeten einen horizontal angeordneten Kreis von 7 cm-Durchmesser. An dem einen Ende waren die beiden Drähte senkrecht nach unten umgebogen und führten in ein mit Petroleum gefülltes Gefäß. Die Enden der Drähte waren mit kleinen Kugeln aus Messing versehen. Die Regulierung der durch die Kugeln gebildeten Funkenstrecke erfolgte durch zwei Hartgummischrauben, die gegen die etwas federnden vertikalen Drahtstücke des Oszillators wirkten. Die beiden anderen Enden der Drähte waren durch eine Glasplatte voneinander getrennt und bildeten so den Kondensator. Um Durchschlagen zu vermeiden, war letzterer in einem kleinen mit Paraffinöl gefüllten Gefäß angebracht. — Diese Form hat gegenüber dem früher von Drude verwendeten Oszillator den Vorteil, daß 1. die Schwingungen in Luft entstehen, wodurch die Verluste durch Reflexion an der Petroleumoberfläche vermieden sind. 2. Wird durch Verstellen der Funkenstrecke und durch das Verschmutzen des Petroleums die Kapazität des Kondensators nicht beeinflusst, wie dies bei dem Drudeschen Apparat möglich ist. Man erhält so eine große Konstanz der erzeugten Wellenlänge.

Um nun reine Wellen abzunehmen, benutzte ich einen dem von Waitz angegebenen Spaltblech entsprechenden Zwischenresonator, der durch einen Drahtkreis von etwa 10 cm



Durchmesser aus 1 mm-Kupferdraht gebildet wurde und mit der Leuchtröhre auf Resonanz abgestimmt wurde.

Dieser Zwischenresonator war etwa 5 cm oberhalb des Oszillators parallel zu diesem angebracht. Etwa 3—4 cm oberhalb dieses Zwischenresonators befand sich ein Drahtkreis von ebenfalls 10 cm Durchmesser, der durch eine Brücke auf Resonanz abgestimmt war; hinter der Brücke schloß sich die Lechersche Drahtleitung und daran das Thermoelement an. In diese Leitung konnte ein Glastrog von 50 cm Höhe eingeschaltet werden, der mit der zu untersuchenden Flüssigkeit stufenweise gefüllt wurde. Gespeist wurde der Oszillator durch einen Teslatransformator mit Luftisolation, in den Dimensionen dem von Drude angegebenen ähnlich. Als Induktorium diente ein 8 cm-Funkeninduktor von Kaiser & Schmidt, der mit einem A.E.G.-Quecksilberturbinenunterbrecher betrieben wurde. Die Betriebsspannung war 10 Volt. Die Unterbrechungszahl war durchweg sehr hoch, etwa 300—600 in der Sekunde, wodurch man sehr große Intensität erhält. So ergab das Thermoelement am Ende einer ca. 40 m langen Leitung etwa 1—2000 Skt.

Um die oben erwähnte Differentialschaltung zu ermöglichen, war unterhalb des Oszillators in etwa 8 cm Entfernung ein weiterer Resonanzkreis von etwa 5 cm Durchmesser angebracht, der entweder direkt oder durch nochmalige Transformation mit einer einige Meter langen Leitung und dem Thermoelement in Verbindung stand. Es ist hierbei nötig, die Koppelung so locker zu machen, sonst könnten Änderungen in der anderen Leitung Einfluß auf dieses Thermoelement zeigen.

Bei den ersten Versuchen ergab es sich nun, daß dieser Meßanordnung noch ein Fehler anhaftet. Es gehen nämlich Wellen von dem einen Thermoelement zur Meßbrücke, gelangen von da in das andere Thermoelement und bewirken so einen Ausschlag im Galvanometer. Es gelang diesen Fehler dadurch zu beseitigen, daß in die Leitungen von den Thermoelementen zur Brücke Kondensatoren eingeschaltet wurden. Dieselben bestanden aus drei Belegungen, zwei davon lagen an den beiden Leitungsdrähten, die dritte war zur Erde abgeleitet. Die Kondensatoren wurden hergestellt aus zehn Stanniolstreifen 15×20 cm mit Isolation aus paraffiniertem Papier.

In der Arbeit von Berg werden zwei weitere Fehlerquellen eingehend besprochen.

1. Veränderung der Verteilung der Intensität der Wellen auf die beiden Leitungskreise durch Längenänderung der Funkenstrecke und dadurch bedingte Änderung der Wellenlänge.

2. Verschiebung der Energieverteilung auf den beiden Leitungen durch Änderung der Resonanzverhältnisse auf der Meßleitung (da bei verschiedener Flüssigkeitshöhe die Schicht ein periodisch sich änderndes Reflexionsvermögen besitzt). Berg umgeht diese beiden Schwierigkeiten dadurch, daß er die Brücken auf den beiden Lecherschen Leitungen ganz fortläßt, die zum Vergleichsthermoelement führende Leitung ziemlich lang macht und den Trog möglichst weit entfernt vom Oszillator einschaltet, wodurch das Auftreten von Resonanz möglichst vermindert wird.

Bei meinen Versuchen habe ich durch die Konstruktion des Oszillators (wie oben erwähnt) möglichst große Konstanz der Wellenlänge zu erreichen gesucht. Schon die größere Länge des in Luft liegenden Oszillators wird bewirken, daß Änderungen der Funkenlänge weniger Einfluß auf die Wellenlänge haben.

Auf die Symmetrie der Anordnung habe ich weniger Wert gelegt, da ja durch Einschalten des Zwischenresonators bez. Spaltbleches sowieso eine große Unsymmetrie auftreten muß. Durch Ausprobieren einer geeigneten Abstimmung ließ sich immer erreichen, daß die Nulllage vollkommene Ruhe (innerhalb Bruchteilen eines Skalenteiles) zeigte, was schon darauf hindeutet, daß kleine Änderungen der Funkenlänge nicht ins Gewicht fielen; denn die Funkenlänge ist auch bei konstanter Stellung der Erregerkugeln fortwährenden Schwankungen unterworfen, die sich bei schlechter Abstimmung durch Unruhe im Galvanometer bemerkbar machen.

Größere Änderungen der Funkenstrecke (durch Verstellen) jedoch mußten bei meinen Versuchen vermieden werden, schon aus dem Grunde, weil bei Überschreitung der wirksamsten Funkenlänge die Intensität sehr schnell abnahm.

Die scheinbar auftretenden starken Änderungen der Nulllage waren immer auf Temperaturänderungen in der untersuchten Substanz zurückzuführen.

Den zweiten Fehler habe ich ebenso wie Berg dadurch vermieden, daß der Trog (in den meisten Fällen) ziemlich weit vom Oszillator entfernt war.

Außerdem aber war bei mir, wie schon erwähnt, die Rückwirkung des Meßkreises auf den anderen durch die Wahl einer weiteren Koppelung, wie sie Berg anwendet, vermindert. Mir scheint besonders das Auftreten der störenden Erhebungen in dem ersten und zweiten Minimum der von Berg gegebenen Kurve darauf hinzudeuten, daß die Koppelung zu eng gewählt war.

Bei meinen Versuchen wurde die Abwesenheit einer Rückwirkung vom Meßkreis dadurch festgestellt, daß eine auf die Meßleitung in der Nähe des Troges aufgelegte Brücke den Ausschlag des Vergleichsthermoelementes nicht beeinflussen durfte.

Ein Umgeben der Leitungen mit Metallhüllen erwies sich nicht als notwendig, da bei der ersten Methode die gesamte Meßanordnung sich in großer Entfernung vom Oszillator befand, so daß ein Übergang von Luftwellen vom Oszillator auf die Leitungen nicht festzustellen war.

Erste Methode.

Die rechnerische Behandlung der ersten Methode ist von Berg gegeben. Es sei hier nur erwähnt, daß man zu einer etwas allgemeineren Formel gelangt, wenn man die von Barton¹⁾ gegebenen Formeln auf absorbierende Substanzen ausdehnt. Man erhält so (unter Vernachlässigung der kleinen Phasendifferenzen) eine Formel, die für jede Schichtdicke gilt. Sie unterscheidet sich von der von Berg gegebenen nur durch ein mit γ (Dämpfungskoeffizient) multipliziertes Glied, das für die Schichtdicken $\frac{1}{4}\lambda$, $\frac{3}{4}\lambda$ etc. fortfällt:

$$J = A \frac{e^{-4\pi k p}}{1 - r^4 e^{-8\pi k p}} \frac{1 - r^4 e^{-8\pi p(\gamma+k)} + \gamma 2 r^2 e^{-4\pi p(\gamma+k)} \sin 4\pi p}{1 - 2 r^2 e^{-4\pi p(\gamma+k)} \cos 4\pi p + r^4 e^{-8\pi p(\gamma+k)}},$$

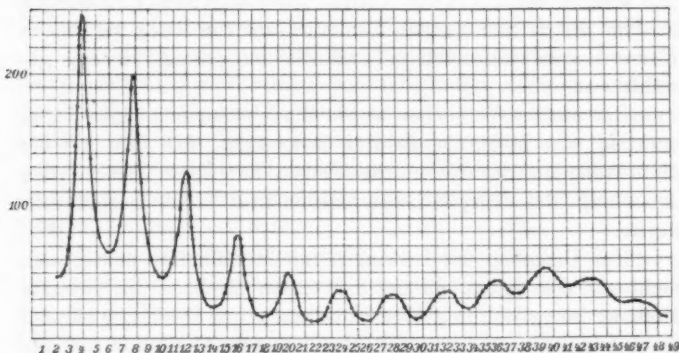
wo $p = d/\lambda$.

Um die Anwendbarkeit der obigen Formel zu prüfen, mußte zunächst der einfachste Fall, d. h. nicht absorbierende

1) E. H. Barton, Wied. Ann. 53. p. 513. 1894.

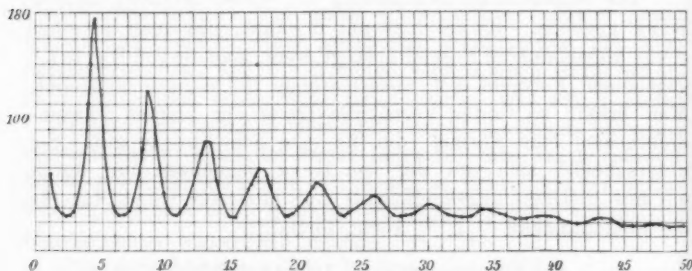
Substanzen untersucht werden. Dazu verwandte ich destilliertes Wasser.

In die Lechersche Leitung wurde ein Glastrog von 50 cm Höhe und 10 cm Durchmesser mit aufgekittetem Glasboden eingeschaltet. Die Höhe des Flüssigkeitsmeniskus wurde mit Kathetometer gemessen.



Kurve I (destilliertes Wasser).

Zunächst war die Länge der Leitung vor dem Trog 4 m, hinter dem Trog 12 m. Die so erhaltene Kurve I zeigt deutlich,



Kurve II (destilliertes Wasser).

daß außerhalb des Troges störende Interferenzen auftreten. Die Kurve zeigte nämlich außer den nach der Theorie zu erwartenden Interferenzerscheinungen noch deutliche Maxima und Minima, vollkommen übereinstimmend mit den von Berg erhaltenen Kurven. Berg führt das Auf- und Absteigen seiner

Kurve auf längere Oberschwingungen zurück, die innerhalb des Trogcs zu Interferenzen Veranlassung geben sollen. Nach meinen Versuchen konnte jedoch diese Störung durch Verlängern der Leitung beseitigt werden (Kurve II vor dem Trog 6 m, hinter dem Trog etwa 24 m). Ich schließe daraus, daß jedenfalls für dies Auf- und Absteigen der Kurve die Annahme solcher längerer Schwingungen gar nicht nötig ist, sondern daß dazu schon die Interferenzen der Wellen vor und hinter dem Trog allein genügen. Jedenfalls sind die von Berg angewandten Leitungslängen (je 7 m vor und hinter dem Trog) lange nicht hinreichend, um solche Störungen zu vermeiden. Man muß nur bedenken, daß bei diesen Interferenzen auf der Luftleitung nicht nur der ursprüngliche Wellenzug in Betracht kommt, sondern auch der durch die mehrfachen Reflexionen im Trog durch Aneinanderreihen verlängerte Wellenzug zu berücksichtigen ist. Es haben ja schon die Versuche von Barton gezeigt, daß in dem einfachsten Fall, nämlich bei dem Verschieben einer Brücke in der Mitte einer sehr langen Lecherschen Leitung, Interferenzen sich niemals ganz vermeiden lassen. Die nach Verlängern der Leitung erhaltene Kurve entsprach aber immer noch nicht der durch die Theorie gewonnenen. Sie zeigt nämlich in ihrem Verlauf einen schwachen Abfall, der den Eindruck einer schwachen Absorption machen könnte. Da aber nach den Versuchen von Drude und anderen es sehr unwahrscheinlich ist, daß Wasser anomal absorbiert, so wurden zahlreiche Versuche gemacht, um durch Änderung der Anordnung einen Fingerzeig zur Erklärung der Erscheinung zu erhalten. Es mag gleich hier bemerkt werden, daß es mir ebenso wie Berg, im Gegensatz zu den Angaben Wildermuths, nicht gelang, einen der Formel entsprechenden Verlauf der Kurve zu bekommen. Trotzdem mag es nicht uninteressant sein, wenigstens die gemachten Versuche aufzuzählen.

Das Nächstliegende war, den auftretenden Fehler immer noch den Interferenzen der vor und hinter dem Trog hin- und herlaufenden Wellen zuzuschreiben. Zur Untersuchung dieser Frage wurde die Leitung allmählich bis auf 44 m verlängert. Dabei war in den ersten Versuchen die Lechersche Leitung auf einem Holzrahmen mit Hartgummistützen befestigt und zwar in Windungen, die vertikal 2 m lang waren

und voneinander etwa 20 cm entfernt lagen. Da bei dieser Anordnung eine Reihe ziemlich scharfer Ecken nötig war, wurden später Versuche angestellt, wobei die Leitung aus drei vertikalen, 15 m langen Stücken bestand, die voneinander 50 cm entfernt waren. Es wurde dies ermöglicht durch die Benutzung eines Schachtes im alten physikalischen Institut, in dem früher ein Aufzug untergebracht war. — Die Stellung des Trog^s in der Leitung wurde entsprechend Überlegungen von Barton verändert, wonach es am vorteilhaftesten für die Vermeidung von störenden Interferenzen ist, wenn die Differenz der Längen vor und hinter dem Trog größer als die halbe Länge des Wellenzuges ist.

Endlich wurde die Stellung des Trog^s auch in der Beziehung geändert, daß der Trogboden dem Oszillator entweder zugekehrt oder abgewendet war.

Weitere Versuche zur Vermeidung der Interferenzen wurden so angestellt, daß Eisen- oder Nickeldrähte vor und hinter dem Trog bis zu Längen von 6 m eingestellt wurden. Größere Längen konnten wegen der damit verbundenen Schwächung der Wellen nicht versucht werden.

Derselbe Zweck, nämlich die Schwächung der an der Luftleitung hin und her eilenden Wellen, kann auch durch Verminderung des Reflexionsvermögens des Anfanges und des Endes der Leitung verfolgt werden.

Dazu wurde die Brücke am Anfang der Leitung ganz fortgelassen. (Bei Anwendung des Zwischenresonators leidet die Reinheit der Wellen dadurch nicht, wie die Aufnahme von Resonanzkurven ergeben hat.) In den Anfang der Leitung (Fig. 1 bei *a*) wurden dann größere Widerstände eingeschaltet, so z. B. dünner Eisendraht, Graphitstäbchen, verdünnte Salzlösungen. In einem Fall verliefen die Drähte in einem mit Amylalkohol gefüllten Trog (das Reflexionsvermögen dieses Alkohols ist wegen der kleinen Dielektrizitätskonstante und der starken Absorption sehr gering).

Ich habe auch versucht, den Einfluß des vor dem Trog verlaufenden Wellenzuges dadurch unschädlich zu machen, daß ich die Reflexion am Flüssigkeitsanfang möglichst groß machte. Zu dem Zweck wurde die Leitung am Boden des Trog^s abgeschnitten und durch eine metallische Brücke ge-

schlossen. Die Leitung vom Oszillator wurde durch den Trogboden so in die Flüssigkeit geführt, daß sie im Abstand von etwa 4—5 mm parallel zur anderen Leitung verlief. Im Abstand von etwa 2 mm von dem Flüssigkeitsanfang endigte sie in einer Brücke. Es wurden demnach die Wellen induktiv in der Flüssigkeit auf die andere Leitung übertragen.

Um das Reflexionsvermögen des Thermoelementes möglichst herabzudrücken, wurde an die Leitung hinter dem Trog eine möglichst lange Eisenleitung angeschlossen, so daß keine Wellen vom Ende zurückkehrten. An das Thermoelement wurde ein Resonanzkreis angeschlossen, der auf die Wellen des Oszillators abgestimmt wurde. Dieser Resonanzkreis wurde in der Nähe der Leitung hinter dem Trog angebracht.

Während alle diese Versuche dahin zielen, das Auftreten von Interferenzen unmöglich zu machen, könnte man auch denken, daß das Zurückkehren der Wellen an und für sich einen Abfall der Kurve hervorrufen könnte. Nach Rechnungen, die Barton angestellt hat, hat jedoch dieser Umstand einen wesentlichen Einfluß nur auf die absoluten Werte der Kurve, während der Charakter der Kurve dadurch nur wenig beeinflußt wird.

Eichenwald gibt an, daß bei seinen ersten Versuchen die Trogwand störende Interferenzen hervorgebracht habe. Deshalb wurde durch verschiedene Versuche gezeigt, daß ein solcher Einfluß hier nicht bestand. So war der Boden zunächst durch eine 3 mm starke Glasplatte gebildet, dann durch eine etwa 5 mm starke Hartgummischeibe. Dieselbe wurde später noch an der Stelle, wo die Drähte hindurchtreten, durch eine konische Bohrung möglichst dünn gemacht. Endlich wurde an der Stelle des Durchtrittes der Drähte eine metallische Brücke angebracht, die einerseits an Luft, andererseits an Wasser grenzte, ohne daß eine Änderung des Kurvenverlaufes eintrat. Auch der oben erwähnte Versuch mit induktiver Übertragung in der Flüssigkeit spricht gegen den Einfluß des Trogbodens.

Die Drahtdicke wurde mehrfach geändert; die ersten Versuche wurden mit 1 mm-Kupferdraht angestellt, später wurde vielfach $\frac{1}{4}$ mm-Kupferdraht angewandt, der es gestattete, die Leitung sehr geradlinig zu spannen. Es wurde auch versucht,

in dem Trog dickeren Draht bis zu 2 mm zu verwenden, der durch konischen Übergang mit der übrigen Leitung verbunden war. Auch auf die Oberflächenbeschaffenheit der Drähte im Trog wurde Rücksicht genommen. So wurden sorgfältig gereinigte Drähte, dann auch vergoldete Kupferdrähte versucht. Der Abstand der Drähte im Trog wurde von 20 mm bis 5 mm geändert.

Um sicher zu sein, daß nicht die Dimensionen des Troges von Einfluß sind, wurde statt des Glaszylinders auch ein Blechtrog von 30 cm Durchmesser benutzt.

Man könnte auch annehmen, daß sich in der Leitung Teslaströme fortpflanzen, die solche Erscheinungen hervorrufen könnten. Mit Hinsicht darauf wurde vor den Trog eine $\frac{1}{2}$ λ dicke Schicht verdünnter Salzlösung vorgeschaltet. Dieselbe mußte jedenfalls Teslaströme in höherem Grade schwächen als die kurzen Wellen. Eine Änderung trat aber bei dieser Anordnung nicht auf. Auch sprechen die Versuche der zweiten Methode nicht dafür, daß ein solcher Einfluß in bemerkbarer Weise vorhanden wäre.

Eine Möglichkeit zur Klärung der Frage könnte auch darin bestehen, daß die erzeugten Wellen nicht rein genug wären. So erklärt Berg den Abfall der Kurve durch Resonanz der Leitung vor dem Trog auf die längeren Oberschwingungen. Meine Versuche haben ergeben, daß die Länge der Leitung vor dem Trog keinen wesentlichen Einfluß auf den Charakter der Kurve hat. Außerdem hätte in den Fällen, wo die Leitung vor dem Trog auf Resonanz mit der Wellenlänge 74 cm gestimmt war (z. B. bei der induktiven Übertragung im Trog), der Einfluß der längeren Schwingungen mindestens vermindert sein müssen. Gegen die Annahme längerer Oberschwingungen sprechen überhaupt alle zuletzt besprochenen Versuche der ersten Methode, bei denen das Thermoelement in einen auf die Wellenlänge abgestimmten Kreis eingeschaltet war. Denn hier hätte sich unbedingt der Einfluß längerer Schwingungen nur sehr viel geringer bemerkbar machen können. Außerdem habe ich noch Versuche gemacht, durch Änderung der Oszillatorformen einen Einfluß auf den Charakter der Kurve festzustellen. Hierbei hätten sich die eventuell auftretenden längeren Schwingungen jedenfalls ändern müssen. Endlich

erscheint es mir noch möglich, eine Erklärung für die beobachtete Erscheinung darin zu suchen, daß die der Theorie zugrunde liegenden Annahmen hier nicht erfüllt sind. Man kann nämlich den in der Flüssigkeit liegenden Teil der Lecher'schen Leitung als ein schwingungsfähiges System auffassen. Wird nun ein solcher Schwingungskreis auf irgend eine Weise durch einen ankommenden Wellenzug zu Schwingungen erregt, so läßt sich die Schwingungsbewegung in zwei Teile zerlegen: 1. eine erzwungene Schwingung, deren Schwingungszahl und Dämpfung die der ankommenden Welle ist, 2. aber eine freie Schwingung, deren Schwingungszahl und Dämpfung lediglich durch die Eigenschaften des Systems bedingt wird.¹⁾ Diese letztere Eigenschwingung lagert sich über die unter 1. genannte Schwingung und könnte so die Abweichung von der oben gegebenen Formel bewirken. Gerade bei Wasser, dessen Reflexionsvermögen sehr groß ist, ist das Hervortreten der freien Schwingung besonders begünstigt. Vor allem aber müßte diese Betrachtung für den Fall gelten, daß man zwei metallische Brücken auf der Leitung gegeneinander verschiebt. Tatsächlich erhält man hierbei Kurven, die den in Wasser beobachteten ganz ähnlich sind.

Die einzige Möglichkeit, diese Erscheinung zu vermeiden, scheint mir in der Anwendung von Substanzen geringer Dielektrizitätskonstante zu liegen. Experimentell bedingen solche Versuche jedoch einige Schwierigkeit, da man infolge der großen Wellenlängen in solchen Substanzen mit außerordentlich großen Trögen und Substanzmengen arbeiten muß.

Ich habe die Versuche nicht weiter verfolgt, da sich diese Methode zum Zweck der Messung von Absorptionen nach den gemachten Erfahrungen weniger eignet als die von Cohn und Zeeman angegebene, von Eichenwald für wässrige Elektrolyten angewandte. Denn die erste Methode würde, selbst wenn man den oben beschriebenen Fehler vermeiden könnte, ziemlich geringe Intensitäten für Messung des rein exponentiellen Endes der Kurve ergeben. Solange aber der Fehler nicht beseitigt ist, tritt zu der zu messenden Absorption eine scheinbare hinzu, zu deren Elimination, wie Berg gezeigt hat, um-

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. 55. p. 121. 1895.

ständige Rechnungen nötig sind, wobei die Genauigkeit der erhaltenen Resultate schwer zu übersehen ist.

Die erhaltenen Kurven können höchstens dazu dienen, eine annähernde Bestimmung der Dämpfung auszuführen. Ich verwendete dazu lediglich die Maximalwerte der Kurven, da man jedenfalls annehmen kann, daß sich bei diesen Werten die störenden Einflüsse weniger bemerkbar machen als bei den Minimalwerten der Kurve. Es ergab sich $\gamma = 0,04$, wobei $e^{2\pi\gamma}$ das Verhältnis zweier aufeinander folgenden Amplituden darstellt.

Zweite Methode.

Die hier angewandte Versuchsanordnung entspricht im wesentlichen der von Eichenwald angegebenen. Nur wurde statt des Bolometers das Thermoelement als Meßinstrument benutzt. Als Oszillator diente der oben beschriebene Blondlotsche Erreger mit Zwischenresonator. Die Messungen wurden durchweg mit der schon erwähnten Differentialmethode ausgeführt. Das zweite zum Vergleich dienende Thermoelement war ebenso wie vorher mit einem Resonanzkreis verbunden, der unterhalb des Oszillators angebracht war. In die Leitungen von den Thermoelementen zum Kompensationsapparat waren wie früher Kondensatoren eingeschaltet, um ein Übergehen der Wellen von dem einen Thermoelement zum anderen zu vermeiden. Die Meßleitung vom Oszillator wurde ein Stück horizontal geführt, dann senkrecht nach unten in den Trog geleitet. Als Trog wurde zuerst ein Blechtrog verwendet, dann (aus Gründen, die später zu erörtern sind) ein Steinguttrug von 50 cm Höhe und 30 cm Durchmesser. Die Flüssigkeitsoberfläche befand sich zuerst wie bei Eichenwald in einem Abstand von $\frac{1}{2}$ Wellenlänge von der ersten Brücke; diese Entfernung wurde aber dann zur möglichsten Vermeidung der direkten Wirkung vom Oszillator auf das Thermoelement auf eine Wellenlänge vergrößert. Bei noch größerem Abstand des Troges wären die Ausschläge zu klein geworden.

An der Leitung in dem Trog konnten nun sogenannte Flaschen verschoben werden, d. h. Häkchen aus dünnem Draht, die durch Glasstäbchen in entsprechender Entfernung von den Leitungsdrähten gehalten wurden. Diese Flaschen nehmen

einen Teil der ankommenden Wellen auf und führen ihn dem Thermoelement zu. Mißt man mit dieser Anordnung die Intensität der Wellen in einer absorbierenden Flüssigkeit, so wird man mit zunehmendem Abstand der Flaschen von der Oberfläche der Flüssigkeit einen rein exponentiellen Abfall der Intensität erhalten, vorausgesetzt natürlich, daß die am Ende der Flüssigkeit reflektierte Welle sich nicht mehr bemerkbar macht. Man kann also infolge der gegebenen Dimensionen des Troges nicht unter eine gewisse Größe der Absorption herabgehen.

Bei den Versuchen sind nun zwei wesentliche Fehlerquellen zu berücksichtigen.

Erstens zeigt es sich, daß in vielen Fällen die Kurve schwach wellenförmig verläuft. Bei den Versuchen Eichenwalds ist diese Störung bei Anwendung von 4 m langen Wellen fast vollkommen vermieden, soweit man es aus dem einen angeführten Beispiel ansehen kann. Dagegen zeigt sich bei seinen Versuchen mit kürzerer Wellenlänge (1 m) eine solche Andeutung stehender Wellen. Der Grund dieser Erscheinung liegt offenbar darin, daß von dem Thermoelement Wellen reflektiert werden, die über die Flaschen auf die Leitung übergehen und dort teils an der Flüssigkeitsoberfläche, teils an der Brücke am Oszillator zurückreflektiert werden und so zu stehenden Wellen Veranlassung geben. Außerdem ist es möglich, daß die an der Leitung anliegenden Glashaken, deren Dielektrizitätskonstante wesentlich von der der zu messenden Flüssigkeit verschieden ist, schon ihrerseits Reflexionen bedingen.

Der zweite Fehler liegt darin, daß die erhaltene Kurve sich am Ende nicht dem Werte Null nähert. Es pflanzte sich nämlich ein Teil der Wellen vom Oszillator durch die Luft fort und wird durch die Leitungen und das Thermoelement aufgefangen und gibt so zu einem Ausschlag Veranlassung, auch wenn man die Flaschen sehr tief in die absorbierende Flüssigkeit taucht oder ganz von der Leitung entfernt. Eichenwald vermeidet dies, indem er die ganze Leitung in Metallröhren verlegt. Bei meinen Versuchen war dieser Einfluß nie ganz zu vermeiden. Es ist dies der großen Intensität der vom Oszillator erzeugten Wellen und auch der Anwendung des

Zwischenresonators zuzuschreiben. Durch letzteren Umstand wird nämlich die Strahlung des Oszillators in bestimmten Richtungen wesentlich vermehrt.

Eine dritte Fehlerquelle bei diesen Versuchen hat Wildermuth angegeben. Er hat nämlich ebenfalls diese Methode versucht, hat sie aber dann nicht weiter verfolgt, da er störende Interferenzen erhielt. Er glaubt nun, dieselben auf Reflexionen zurückführen zu müssen, die an der Stelle auftreten, wo die Zuleitungsdrähte zum Meßinstrument die Flüssigkeitsoberfläche durchsetzen.

Bei meiner Versuchsanordnung ließ sich eine solche Reflexion nicht nachweisen. Die von mir beobachteten Interferenzerscheinungen sind jedenfalls nur durch die unter 1. genannte Fehlerquelle zu erklären. Denn bei den verschiedensten Anordnungen, wie Veränderung der Länge der Leitung von den Flaschen zum Thermoelement, Umgebung der Leitung mit Messingrohr oder mit einem Mantel von Eisenpulver oder Salzlösung, war eine Verschiebung oder wesentliche Intensitätsänderung der Interferenzen nicht zu konstatieren. Auch entsprach die Entfernung der Interferenzmaxima und Minima der Wellenlänge der Wellen in der Flüssigkeit, während sie nach dieser Erklärung (wenigstens bei meiner Versuchsanordnung) zwischen der Wellenlänge in der Flüssigkeit und der in Luft liegen mußte. Endlich treten diese Interferenzerscheinungen auch auf, wenn das Thermoelement selbst, wie weiter unten näher beschrieben werden wird, in der Flüssigkeit liegt. Hierbei kann natürlich eine Störung, wie sie Wildermuth angibt, nicht auftreten.

Zur möglichsten Vermeidung der aufgezählten Fehlerquellen wurde nun folgendermaßen verfahren: Von vornherein wurde dahin gestrebt, die Leitung, die die Wellen dem Thermoelement zuführt, möglichst kurz zu machen. So wurde, wie schon erwähnt, zuerst versucht, das Thermoelement selbst in die Flüssigkeit zu tauchen. Das Thermoelement hatte folgende Form: In ein evakuiertes zylindrisches Gefäß von 7 cm Länge und 3 cm Weite war das eigentliche Thermoelement eingesetzt. Seitlich trug dies Gefäß zwei Ansätze, in welche die Zuleitungsdrähte eingeschmolzen waren. Diese Drähte endeten in der Flüssigkeit in zwei kleinen Drahtstücken aus $\frac{1}{4}$ mm-

Kupferdraht, die durch Glasstäbchen festgehalten wurden. Die Haken umschlossen in passender Entfernung die beiden zur Wellenleitung im Trog dienenden Drähte. Am oberen Ende des Gefäßes waren die Leitungen zum Galvanometer eingeschmolzen. Dieselben wurden in einer Glasröhre aus der Flüssigkeit herausgeführt und bestanden aus zwei verdrehten dünnen Kupferdrähten. Die Glasröhre ließ sich meßbar in einer Fassung verschieben. Diese Anordnung hatte den Vorteil, daß die Störung durch äußere Einflüsse außerordentlich gering war. Da aber die erhaltenen Ausschläge zu klein waren (etwa 50 Skt.), so bin ich dazu übergegangen, die Leitung von den Flaschen zum Thermoelement in eine luftgefüllte Glasröhre zu legen und annähernd auf Resonanz zu stimmen. Dadurch erhielt ich wesentlich größere Ausschläge. Es ist aber noch ein anderer Vorteil damit verknüpft. Während nämlich bei der ersten Form ein beträchtlicher Teil am Thermoelement reflektiert wird und dadurch Interferenzerscheinungen gibt, ist diese Störung bei der zweiten Form wesentlich verringert, da der auf Resonanz abgestimmte Kreis ein Minimum der Reflexion ergibt. Ein Nachteil dieser Form ist, daß die äußeren Einflüsse nicht so vollkommen zu beseitigen sind. Es wird der Resonanzkreis offenbar auch durch Luftwellen, die vom Oszillator oder benachbarten Metallteilen ausgehen, schwach angeregt.

Über die Art der Abnahme der Wellen von der Leitung habe ich verschiedene Versuche gemacht, um möglichst große Intensität bei möglichst geringer Koppelung zu erreichen. So habe ich bei der ersten Form versucht, das Stück der Leitung in der Flüssigkeit zwischen dem Thermoelement und den Flaschen auf Resonanz abzustimmen. Auch habe ich diesen Teil als geschlossenen Resonator ausgebildet. Die besten Resultate erhielt ich jedoch bei Anwendung der zweiten Form dadurch, daß auch die Drahhaken in Glas eingebettet wurden. Es wurden zwei dünne $\frac{1}{4}$ mm-Platindrähte mit Einschmelzglas umgeben und am Ende hakenförmig umbogen. Am anderen Ende wurden $\frac{1}{4}$ mm-Kupferdrähte angelötet. Die beiden Platindrähte wurden in einem Abstand von etwa 3 mm in ein rechtwinklig umbogenes Glasrohr (Fig. 2) von 10 mm Weite eingeschmolzen. Die Kupferdrähte wurden in der Glas-

röhre durch Hartgummischeiben gehalten und so möglichst parallel zum Thermoelement geführt, das durch Kittung mit dem oberen Ende der Glasröhre verbunden war. Das Thermoelement selbst bestand wieder aus einem zylindrisch evakuierten Gefäß, in dem das Element angebracht war. Seitlich

Thermoelement

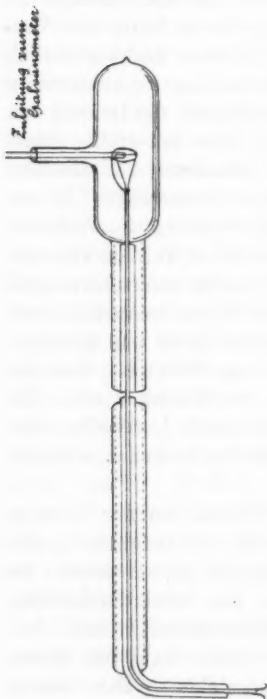


Fig. 2.

war die Zuführung zum Galvanometer eingeschmolzen. Das rechtwinklig umgebogene Glasrohr war etwa 30 cm lang und bis zum Knie mit einer zweiten 20 mm weiten Röhre umgeben, so daß ein ringförmiger Hohlraum entstand, der mit einer gut leitenden Salzlösung gefüllt wurde. Dadurch war volle Sicherheit gegeben, daß die Oberfläche der Flüssigkeit im Trog keinen Einfluß auf den Verlauf der Wellen innerhalb der Glasröhre hat.

Zahlreiche Versuche wurden gemacht, um den zweiten Fehler (äußere Störungen) zu vermeiden. Metallische Schutzmäntel erwiesen sich als unbrauchbar, es lag dies daran, daß es unmöglich war, die gesamte Meßanordnung metallisch zu schützen. Teilweiser Schutz hat aber, wie auch Eichenwald gefunden hat, keinen Nutzen, ja unter Umständen kann dadurch die Störung vermehrt werden. Es liegt dies wohl an der Anwendung von Teslaströmen, die auf jeden Leiter

in der Umgebung übertragen werden. Dies war auch der Grund, daß der Blechtrog durch einen irdenen ersetzt wurde. Überhaupt habe ich metallische Gegenstände in der Nähe des Thermoelementes und der Leitungen möglichst vermieden. Es wurde noch versucht, das Thermoelement durch einen Mantel von feinem Eisenpulver zu schützen, aber auch dies hatte keinen

Vorteil. Bei Anwendung eines Blechkastens, der den Oszillator zur Vermeidung der Strahlung umgab, zeigten sich Schwierigkeiten, die Teslaströme ohne zu große Schwächung dem Oszillator zuzuführen. Es konnte auf diese Weise zwar die Strahlung vermindert werden, gleichzeitig aber sank die Intensität der gemessenen Wellen, so daß prozentisch die Störung nur wenig schwächer war wie ohne Anwendung des Blechkastens. Vorteilhaft erwies es sich jedoch, der Zuleitung zum Oszillator einen möglichst großen Widerstand zu geben. Ich habe daher, wie auch Berg, dicht vor den Oszillator in die Teslaleitung zwei Glasröhren von etwa 10 cm Länge eingeschaltet, die mit Salzlösungen gefüllt wurden; offenbar verhindern diese Widerstände, daß Wellen vom Oszillator zum Teslitransformator zurückkehren und dabei nach allen Seiten ausgestrahlt werden. Ein Beweis dafür ist, daß ohne Anwendung der elektrolytischen Widerstände die Stärke der Strahlung von der Lage der Zuleitungsdrähte abhängig ist. Ferner wurde die Stärke der Strahlung von dem Zustand der Erregerkugeln beeinflusst; waren dieselben nach längerem Gebrauch etwas unregelmäßig abgenutzt, so stieg die Ausstrahlung bedeutend an. Endlich war auch der Zustand des Petroleums von Einfluß, so daß bei jeder Messung frisches Petroleum benutzt wurde. Es scheint übrigens als ob ein Teil der Strahlung in Teslaschwingungen besteht. Es war nämlich das Verhältnis der Strahlung zur Intensität der erhaltenen Wellen von der Stärke der erzeugten Teslaschwingungen und dem Zustand der Teslafunkenstrecke abhängig. Auch durfte letztere nicht so klein sein, daß Neigung zu Lichtbogenbildung eintrat. Sogar von der Stellung der Sekundärspule zur Primärspule des Teslaapparates war die Größe der Strahlung abhängig, ohne daß dabei die Intensität der Teslaschwingungen durch die Veränderung der Koppelung wesentlich geändert worden wäre.

Gegen den direkten Einfluß der Teslaschwingungen spricht der Umstand, daß die Störung sofort verschwand, wenn bei Tätigkeit des Teslapparates die Funkenstrecke des Oszillators kurz geschlossen wurde oder so groß war, daß kein Funke überspringen konnte.

Bei Beobachtung der erwähnten Vorsichtsmaßregeln konnten die äußeren Störungen wesentlich vermindert werden. Der

Rest läßt sich, wie Versuche mit Salzlösungen bekannter Leitfähigkeit ergaben, bei Auswertung der Kurve in Rechnung setzen. Wurde nämlich der Zutritt der Wellen längs der Leitung durch übergelegte Stanniolstreifen verhindert, so zeigte sich, daß der dann noch erhaltene Ausschlag längs der Leitung in der Flüssigkeit annähernd konstant war. Es war also nur nötig, diesen Ausschlag bei jeder Messung zu konstatieren und von den sämtlichen gefundenen Werten zu subtrahieren. Bei der Ausführung der Messung wurde dieser zur Korrektur dienende Wert nicht mit der Brückenordnung gemessen, sondern der direkte Ausschlag bestimmt, da bei Kompensatorstellungen, die diesen kleinen Ausschlägen entsprechen würden, die Dämpfung im Galvanometer zu groß werden würde. Durch einfache Umrechnung erhält man dann den von den Kompensatorstellungen zu subtrahierenden Wert. Die Größe der Korrektur schwankte bei den Versuchen mit Salzlösungen zwischen 2—10 Proz. des Anfangswertes der Kurve. Selbst die Korrektur von 10 Proz., die bei den konzentriertesten Salzlösungen angewandt werden mußte, ergab noch brauchbare Werte der Absorptionskoeffizienten. Bei den untersuchten Alkoholen lagen nun die Verhältnisse viel günstiger, da hier die Dielektrizitätskonstanten wesentlich kleiner wie bei wässerigen Lösungen sind und somit infolge des schwächeren Reflexionsvermögens die erhaltenen Ausschläge sehr viel größer sind. So betrugen die Ausschläge am Anfang der Kurve bei den Alkoholen durchschnittlich 500 Skt., während sie bei den Salzlösungen etwa 150 Skt. waren (bei 100 Ohm Vorschaltwiderstand). Die Korrektur belief sich im ungünstigsten Fall bei Glyzerin auf etwa 2 Proz. des Anfangswertes. Man könnte die Größe der Korrektur noch wesentlich herabdrücken, wenn man bei den stärker absorbierenden Flüssigkeiten die Flaschen aus dickeren Drähten anfertigen würde, wodurch die Koppelung verstärkt und die Ausschläge vergrößert werden. Bei den weniger absorbierenden Substanzen müßte man aber wieder zur schwächeren Koppelung zurückkehren, um den Einfluß der Reflexion nicht zu groß werden zu lassen. Ich habe es deshalb vorgezogen, nur mit einer Form der Flaschen zu arbeiten, die, wie die Versuche zeigen, für eine mittlere Konzentration die besten Resultate ergibt.

Für die Berechnung der Absorption wurde das Verhältnis der Intensität an 4—5 cm weit entfernten Punkten zugrunde gelegt. Es wurden deshalb die Messungen der Reihe nach z. B. in folgenden Tiefen ausgeführt: 1, 6, 2, 7 cm etc. Aus je zwei Werten, die zu einem Intervall von 5 cm gehörten, wurde das Verhältnis der Intensitäten gebildet und aus diesen Quotienten das arithmetische Mittel genommen, woraus sich dann der Absorptionskoeffizient pro Zentimeter ergab.

Die Wahl eines größeren Intervalles ist vor allem bei schwach absorbierenden Medien vorteilhaft, da der Einfluß der Messungsfehler dadurch verringert wird.

Sämtliche Messungen wurden 1 cm unter der Oberfläche begonnen. In dieser Tiefe war man sicher, daß nicht etwa die Schwingungen in den Flaschen und dem horizontalen Stück der Leitung, das nicht mehr durch den erwähnten Mantel von Salzlösung geschützt war, durch die Oberfläche beeinflusst wurden. Auch war direkt unter der Oberfläche die Störung durch den ersten oben besprochenen Fehler am allergrößten.

Messungen.

Die Messungen wurden zunächst an Chlorkaliumlösungen angestellt. Zur Berechnung des theoretischen Wertes des Absorptionskoeffizienten pro Zentimeter aus der Leitfähigkeit diente die von Eichenwald angegebene abgekürzte Formel:

$$\frac{k}{\lambda} = \frac{V\sigma}{V\varepsilon},$$

wo V die Lichtgeschwindigkeit, σ die nach absolutem magnetischem Maß gemessene Leitfähigkeit, ε die Dielektrizitätskonstante des Wassers, die gleich 81 gesetzt wurde.

Die Vernachlässigung liegt bei der konzentriertesten Lösung unter $\frac{1}{2}$ Proz.

Chlorkaliumlösungen.¹⁾

$\sigma \cdot 10^{14}$	274	337	467	460	467	913	913
$\frac{2\pi k}{\lambda}$ beob.	0,061	0,074	0,097	0,097	0,100	0,18	0,19
„ ber.	0,056	0,071	0,098	0,096	0,098	0,19	0,19

1) Die Messungsreihen, aus denen die Absorptionskoeffizienten berechnet sind, finden sich in den Tabellen am Schluß der Arbeit.

Die vorstehende Tabelle gibt die Resultate der Messungen in Salzlösungen, während die Messungsreihen selbst am Schlusse folgen werden.

Wie man sieht, erhält man bei den schwächeren Konzentrationen infolge der Interferenzen durchweg zu große Werte. Bei mittlerer Leitfähigkeit ist die Übereinstimmung gut, während bei der bestleitenden Lösung die Bestimmung wegen der Größe der anzuwendenden Korrektur unsicher wird.

Bei den ersten Versuchen mit *anomal absorbierenden Substanzen* zeigte es sich, daß man bei diesen Messungen auf die außerordentlich großen Temperaturkoeffizienten der Absorption Rücksicht nehmen müsse, eine Beobachtung, die auch schon von Drude gemacht wurde. Um also mit den Bestimmungen anderer Beobachter einigermaßen vergleichbare Werte zu erhalten, war es nötig, die Größe des Temperaturkoeffizienten wenigstens annähernd festzustellen. Es mußte also eine Vorrichtung angebracht werden, um den Troginhalt auf verschiedene Temperaturen zu bringen. Hierbei war es aber erforderlich, diese Temperaturänderungen möglichst schnell bewerkstelligen zu können, da die untersuchten Substanzen alle mehr oder minder hygroskopisch sind. Dieses Ziel erreichte ich, wenn auch in nicht sehr vollkommener Weise, durch Anwendung einer Kühlschlange aus Glasrohr, die in der unteren Hälfte des Troges angebracht war. Leitete man durch die Schlange heißes bez. gekühltes Wasser, so konnte man in kurzer Zeit die gewünschte Temperatur erreichen, jedoch war die Temperaturkonstanz während der Messung mangelhaft, da der irdene Trog nur langsam die Temperatur der Flüssigkeit annahm. So entstanden Temperaturdifferenzen von mehreren Graden vor und nach der Messung. Immerhin zeigt die Messung an Glyzerin, bei dem bei drei verschiedenen Temperaturen (der Reihenfolge nach bei 12,5, 27, 22°) Messungen angestellt wurden, befriedigende Übereinstimmung zwischen dem Beobachteten und aus den beiden anderen Werten interpolierten Absorptionskoeffizienten.

Diese Kontrollmessung bei Glyzerin zeigt gleichzeitig, daß der Einfluß der Wasseraufnahme, die bei Glyzerin besonders heftig auftritt, auf die Größe des Absorptionskoeffizienten inner-

halb des Zeitraumes der gesamten Messungen (1—2 Stunden) nur wenig Einfluß hat.

Übrigens ist bei Glyzerin noch ein weiterer Grund zu störenden Temperaturdifferenzen dadurch gegeben, daß es bei der Aufnahme von Wasser an der Oberfläche eine Temperaturerhöhung erfährt.

Was das Vorzeichen des Temperaturkoeffizienten der Absorption anbelangt, so fand ich bei Glyzerin und Isobutylalkohol (rein) Zunahme der Absorption, bei den anderen Substanzen Abnahme mit zunehmender Temperatur.

Bei Isobutylalkohol ist dieser positive Temperaturkoeffizient verhältnismäßig schwach (etwa 1 Proz. pro Grad), dagegen tritt bei Glyzerin diese Erscheinung sehr deutlich auf ($\Delta k = 2$ Proz. pro Grad). Im Gegensatz hierzu hat Drude bei Glyzerin ebenso wie bei fast allen von ihm untersuchten Substanzen einen negativen Temperaturkoeffizienten gefunden. Da Drudes Zahlen sich auf die Absorption pro Wellenlänge beziehen, könnte man daran denken, den Widerspruch durch Annahme eines sehr großen positiven Temperaturkoeffizienten des Brechungsvermögens zu beseitigen. Nach den Angaben Drudes scheint dieser Temperaturkoeffizient tatsächlich positiv zu sein; wurde aber allerdings nur auf etwa $\frac{1}{2}$ bis 1 Proz. angegeben.

ϑ = Temperatur in ° C.

	Alkohol 96,1 Proz.		Alkohol 99,5 Proz.		Glyzerin Spez. Gew. 1,26		Propyl- alkohol (rein)		Isobutyl- alkohol techn.		Isobutyl- alkohol rein		Methyl- alkohol (acetonefrei)	
	ϑ		ϑ		ϑ		ϑ		ϑ		ϑ		ϑ	
$2\pi \frac{k}{\lambda}$ beob.	14,5°	0,083	13°	0,092	12,5°	0,104	11°	0,116	14°	0,096	12°	0,09	9°	0,041
	21	0,070	21	0,073	27	0,135	20	0,102	27	0,094	24,5°	0,10	21,5°	0,028?
					22	0,128								
interpol.					22	0,124 ¹⁾								
			17	0,082	20	0,120	15	0,110			18	0,095	16	0,034
nach Drude			17	0,086	20	0,163	15	0,135			18	0,113	16	0,039

1) Der Wert ist aus den Bestimmungen bei 12,5° und 27° interpoliert.

In der vorstehenden Tabelle sind die Resultate meiner Messungen bei verschiedenen Temperaturen angegeben; zugleich sind darin die von Drude gefundenen Werte umgerechnet auf die Absorption pro Zentimeter angeführt. Der direkte Vergleich der Drudeschen Zahlen mit meinen ist berechtigt, da bei meinen Messungen die Wellenlänge in Luft nach mehreren Beobachtungen mit der Leuchtröhre und mit dem Thermoelement im Mittel 74 cm betrug, während Drude Wellen von etwa 73 cm Länge verwendet hat.

Die Bestimmungen am Methylalkohol sind wegen der geringen Absorption weniger sicher. Besonders gilt dies für die Messung bei 21,5°. Es zeigte sich nämlich hier, daß der Trog nicht die ausreichende Länge besaß. Legte man am Ende der offen endenden Leitung im Trog eine Brücke über, so machte sich dies im Thermoelement bemerkbar.

Tabelle 1.
Chlorkaliumlösung.
 $\sigma = 10^{14} = 274.$

Abstand von der Oberfläche cm	Kompensator- stellung gemessen	Korrigiert Korrektion - 6(5)	$e^{4\pi \frac{k}{\lambda} \cdot 5}$	$2\pi \frac{k}{\lambda}$
1	115	108(5)	1,99	0,061
6	61	54(5)		
2	100(5)	94	1,96	
7	54(5)	48		
3	90	83(5)	1,90	
8	50(5)	44		
4	79	72(5)	1,83	
9	46	39(5)		
5	69	62(5)	1,74	
10	42(5)	36		
6	60	53(5)	1,67	
11	38(5)	32		
7	54	47(5)	1,79	
12	33	26(5)		

$$\text{Mittel: } \frac{12,88}{7} = 1,84.$$

Tabelle 2.
Chlorkaliumlösung.
 $\sigma \cdot 10^4 = 337.$

Abstand von der Oberfläche cm	Kompensator- stellung gemessen	Korrigiert Korrektion — 5	$4 \pi \frac{k}{\lambda} \cdot 4$ e	$2 \pi \frac{k}{\lambda}$
1	240	235		
5	140	135	1,74	0,074
2	200	195		
6	122	117	1,67	
3	172	167		
7	100	95	1,76	
4	150	145		
8	80	75	1,93	
5	131	126		
9	70	65	1,94	

$$\text{Mittel: } \frac{9,04}{5} = 1,81.$$

Tabelle 3.
Chlorkaliumlösung.
 $\sigma \cdot 10^{16} = 467.$

Abstand von der Oberfläche cm	Kompensator- stellung gemessen	Korrigiert Korrektion — 5	$4 \pi \frac{k}{\lambda} \cdot 4$ e	$2 \pi \frac{k}{\lambda}$
1	162	157		
5	75	70	2,24	0,097
2	125	120		
6	62	57	2,10	
3	100	95		
7	51	46	2,06	
4	83	78		
8	41	36	2,17	
5	69	64		
9	33	28	2,28	

$$\text{Mittel: } \frac{10,85}{5} = 2,17.$$

Tabelle 4.
Chlorkaliumlösung.
 $\sigma \cdot 10^{14} = 460.$

Abstand von der Oberfläche cm	Kompensator- stellung gemessen	Korrigiert Korrektion -3	$e \frac{4\pi k}{\lambda} \cdot 4$	$2\pi \frac{k}{\lambda}$
1	167	164		
5	78	75	2,19	0,097
2	130	127		
6	66	63	2,02	
3	104	101		
7	53	50	2,02	
4	90	87		
8	42	39	2,23	
5	78	75		
9	34	31	2,40	

$$\text{Mittel: } \frac{10,86}{5} = 2,17.$$

Tabelle 5.
Chlorkaliumlösung.
 $\sigma \cdot 10^{14} = 467.$

Abstand von der Oberfläche cm	Kompensator- stellung gemessen	Korrigiert Korrektion -5	$e \frac{4\pi k}{\lambda} \cdot 4$	$2\pi \frac{k}{\lambda}$
1	215	210		
5	105	100	2,10	0,100
2	182	177		
6	89	84	2,11	
3	142	137		
7	72	67	2,04	
4	125	120		
8	54	49	2,45	
5	101	96		
9	45	40	2,40	

$$\text{Mittel: } \frac{11,10}{5} = 2,22.$$

Tabelle 6.
Chlorkaliumlösung.
 $\sigma \cdot 10^{14} = 913.$

Abstand von der Oberfläche cm	Kompensator- stellung gemessen	Korrigiert Korrektion - 8	$e^{4\pi \frac{k}{\lambda}}$	$2\pi \frac{k}{\lambda}$
1	92	84	1,53	0,18
2	63	55	1,41	
3	47	39	1,39	
4	36	28	1,47	
5	27	19	1,36	
6	22	14		

Mittel: $\frac{7,16}{5} = 1,43.$

Tabelle 7.
Chlorkaliumlösung.
 $\sigma \cdot 10^{14} = 913.$

Abstand von der Ober- fläche cm	Kompen- sator- stellung 1. Beob- achtung	Kompen- sator- stellung 2. Beob- achtung	Mittel- werte aus Beob- achtung 1 und 2	Korrigiert Korrek- tion - 9	$e^{4\pi \frac{k}{\lambda}}$	$2\pi \frac{k}{\lambda}$
1	95	102	98(5)	89(5)	1,39	0,19
2	75	72	73(5)	64(5)	1,53	
3	52	50	51	42	1,50	
4	37	37	37	28	1,33	
5	32	28	30	21	1,61	
6	23	21	22	13		

Mittel: $\frac{7,36}{5} = 1,47.$

Tabelle 8.
Äthylalkohol 96,1 Proz. $\vartheta = 14,4^{\circ}$. $\vartheta = 21^{\circ}$.

Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion - 2	$\frac{k}{4\pi \lambda} \cdot 5$ e	$\frac{k}{2\pi \lambda}$	Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion - 3	$\frac{k}{4\pi \lambda} \cdot 5$ e	$\frac{k}{2\pi \lambda}$
1	254	252	2,38	0,083	1	247	244	2,10	0,070
6	108	106			6	119	116		
2	208	206	2,31		2	208	205	1,95	
7	91	89			7	108	105		
3	173	171	2,19		3	177	174	1,87	
8	80	78			8	96	93		
4	147	145	2,10		4	152	149	1,89	
9	71	69			9	82	79		
5	130	128	2,21		5	135	132	1,91	
10	60	58			10	72	69		
6	112	110	2,29		6	120	117	1,98	
11	50	48			11	62	59		
7	95	93	2,32		7	109	106	2,08	
12	42	40			12	54	51		
8	83	81	2,31		8	95(5)	92(5)	2,10	
13	37	35			13	47	44		
9	72	70	2,37		9	83	80	2,10	
14	31(5)	29(5)			14	41	38		
10	62	60	2,40		10	71(5)	68(5)	2,08	
15	27	25			15	36	33		
Mittel: $\frac{22,88}{10} = 2,288$.		Mittel: $\frac{20,06}{10} = 2,00$.							

Tabelle 9.

$$\text{Mittel: } \frac{22,88}{10} = 2,288.$$

$$\text{Mittel: } \frac{20,06}{10} = 2,00.$$

Tabelle 8.
Äthylalkohol 99,5 Proz.

$$\vartheta = 13^{\circ}.$$

Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion — 0,5	$4 \pi \lambda \cdot 5$ e	$\frac{k}{2 \pi \lambda}$
1	216	215(5)	2,68	0,092
6	81	80(5)		
2	175	174(5)	2,51	
7	70	69(5)		
3	144	143(5)	2,41	
8	60	59(5)		
4	120	119(5)	2,41	
9	50	49(5)		
5	101	100(5)	2,48	
10	41	40(5)		
6	83	82(5)	2,46	
11	34	33(5)		
7	70	69(5)	2,48	
12	28(5)	28		
8	60	59(5)	2,59	
13	28(5)	28		
9	50	49(5)	2,54	
14	20	19(5)		
11	34(5)	34	2,43	
6	83	82(5)		
1	217	216(5)	2,62	

$$\text{Mittel: } \frac{27,61}{11} = 2,51.$$

$$\vartheta = 21^{\circ}.$$

Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion — 2,5	$4 \pi \lambda \cdot 5$ e	$\frac{k}{2 \pi \lambda}$
1	218	215(5)	2,10	0,073
6	105	102(5)		
2	186	183(5)	2,08	
7	93	90(5)		
3	160	157(5)	1,96	
8	83	80(5)		
4	140	137(5)	1,98	
9	72	69(5)		
5	120	117(5)	1,97	
10	62	59(5)		
6	107	104(5)	2,07	
11	53	50(5)		
7	96	93(5)	2,15	
12	46	43(5)		
8	83	80(5)	2,18	
13	39(5)	37		
9	72(5)	70	2,29	
14	38	30(5)		
11	54	51(5)	2,07	
6	109	106(5)		
1	226	223(5)	2,09	

$$\text{Mittel: } \frac{22,89}{11} = 2,08.$$

Tabelle 10.

Glycerin, spez. Gew. 1,26 (Kahlbaum).

 $\vartheta = 22^\circ$. $\vartheta = 12,5^\circ$.

Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion - 5	$4\pi \frac{k}{\lambda} \cdot 5$ e	$\frac{k}{2\pi \lambda}$	Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion - 2	$4\pi \frac{k}{\lambda} \cdot 5$ e	$\frac{k}{2\pi \lambda}$
1	260	255	2,83	0,104	1	195	193	3,64	0,128
6	95	90			6	55	53		
2	215	210	2,92		2	157	155	3,78	
7	77	72			7	43	41		
8	172	167	2,96		3	118	116	3,46	
8	61(5)	56(5)			8	35(5)	33(5)		
4	136	131	2,85		4	90	88	3,32	
9	51	46			9	28(5)	26(5)		
5	110	105	2,76		1	205	203	3,72	
10	43	38			6	56(5)	54(5)		
6	87	82	2,83		Mittel: $\frac{17,92}{5} = 3,58$.				
11	34	29			$\vartheta = 27^\circ$				
7	68	63	2,68						
12	28(5)	23(5)							
1	235	230	2,87						
6	85(5)	80(5)	2,78						
11	34	29							
Mittel: $\frac{25,48}{9} = 2,83$.									

1	164	- 3		
6	43	161		
2	128	125		0,185
7	36	33		
3	96	93		3,79
8	28	25		3,72
1	173	170		
6	46	43		3,95
Mittel: $\frac{15,48}{4} = 3,87$.				

Tabelle 11.

Tabelle 11.
Propylalkohol (rein Kahlbaum).

$\vartheta = 11^{\circ}$					$\vartheta = 20^{\circ}$				
Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion —1(5)	$\frac{k}{2\pi\lambda}$	$\frac{k}{4\pi\lambda} \cdot b$	Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion —1(5)	$\frac{k}{4\pi\lambda} \cdot b$	$\frac{k}{2\pi\lambda}$
1	225	228(5)	0,116	3,29	1	194	192(5)	2,89	0,102
6	69(5)	68			6	68	66(5)		
2	178(5)	177		3,28	2	157(5)	156	2,84	
7	55(5)	54			7	56(5)	55		
3	142(5)	141		3,20	3	125	128(5)	2,71	
8	45(5)	44			8	47	46(5)		
4	109	107(5)		3,12	4	102	100(5)	2,72	
9	36	34(5)			9	38(5)	37		
5	87	85(5)		3,11	5	84	82(5)	2,70	
10	29	27(5)			10	32	30(5)		
6	70	68(5)		3,11	6	69	67(5)	2,65	
11	28(5)	22			11	27	25(5)		
7	56	54(5)		3,21	7	59(5)	58	2,83	
12	18(5)	17			12	22	20(5)		
1	230	218(5)		3,21	1	208	206(5)		
6	69(5)	68			7	59(5)	58		
Mittel: $\frac{25,53}{8} = 3,19.$					Mittel: $\frac{19,34}{7} = 2,76.$				

Tabelle 12.
Isobutylalkohol (technisch Kahlbaum).

$\vartheta = 27^{\circ}$.

$\vartheta = 14^{\circ}$.

Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion — 3(5)	$\frac{k}{\lambda}$	$\frac{k}{2\pi\lambda}$	Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion — 2(5)	$\frac{k}{\lambda}$	$\frac{k}{2\pi\lambda}$
1	298	294(5)	2,64	0,096	1	252	249(5)	2,67	0,094
6	115	111(5)			6	96	93(5)		
2	248	244(5)	2,56		2	211	208(5)	2,62	
7	99	95(5)			7	82	79(5)		
3	207	203(5)	2,59		3	176	173(5)	2,53	
8	82	78(5)			8	71	68(5)		
4	171	167(5)	2,60		4	140	137(5)	2,39	
9	68	64(5)			9	60	57(5)		
5	140	136(5)	2,58		5	118	115(5)	2,43	
10	56(5)	53			10	50	47(5)		
6	116	112(5)	2,59		6	98	95(5)	2,51	
11	47	43(5)			11	40(5)	38		
7	97	93(5)	2,53		7	83	80(5)	2,48	
12	40(5)	37			12	35	32(5)		
8	80(5)	77	2,61		8	71	68(5)	2,63	
13	38	35(5)			13	28(5)	26		
9	67	63(5)	2,59		9	58	55(5)	2,71	
14	28	24(5)			14	23	20(5)		
1	310	306(5)	2,72						
6	116	112(5)							
Mittel: $\frac{26,01}{10} = 2,60$.					Mittel: $\frac{22,97}{9} = 2,55$.				

Tabelle 13.
Isobutylalkohol (rein Kahlbaum).

$\vartheta = 12^\circ$.

$\vartheta = 24,5^\circ$.

Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion - 1(5)	$4 \pi \frac{k}{\lambda} \cdot 5$ e	$2 \pi \frac{k}{\lambda}$	Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion - 1(5)	$4 \pi \frac{k}{\lambda} \cdot 5$ e	$2 \pi \frac{k}{\lambda}$
1	243	241(5)	2,45	0,090	1	178	176(5)	2,80	0,10
6	100	98(5)			6	64(5)	63		
2	205	208(5)	2,59		2	163	161(5)	2,81	
7	80	78(5)			7	59	57(5)		
3	165	163(5)	2,46		3	129(5)	128	2,61	
8	68	66(5)			8	50(5)	49		
4	137	135(5)	2,49		4	109(5)	108	2,73	
9	56	54(5)			9	41	38(5)		
5	114	112(5)	2,47		5	89	87(5)	2,65	
10	47	45(5)			10	34(5)	33		
6	92(5)	91	2,43		6	72(5)	71	2,73	
11	39	37(5)			11	27(5)	26		
7	75	73(5)	2,41		7	60(5)	59	2,62	
12	32	30(5)			12	24	22(5)		
8	63	61(5)	2,41		8	50	48(5)	2,69	
13	27	25(5)			13	19(5)	18		
9	53	51(5)	2,40		1	203	201(5)	2,78	
14	23	21(5)			6	74	72(5)		
1	232	230(5)							
6	92	90(5)	2,55						

Mittel: $\frac{24,66}{10} = 2,466$.

Mittel: $\frac{24,42}{9} = 2,71$.

Tabelle 14.

Methylalkohol (acetonfrei Kahlbaum).

 $\vartheta = 21,5^{\circ}$ $\vartheta = 9^{\circ}$

Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion -2	$4\pi \frac{k}{\lambda} \cdot 5$ e	$\frac{k}{2\pi \lambda}$	Abstand von der Oberfläche cm	Kompen- satorstellung gemessen	Korrigiert Korrektion -3	$4\pi \frac{k}{\lambda} \cdot 5$ e	$\frac{k}{2\pi \lambda}$
1	138	136	1,42	0,041	1	122	119	1,13	0,028
6	93	96			6	108	105		
2	120	118	1,36		2	117	114	1,33	
7	89	87			7	88(5)	86(5)		
3	106	106	1,43		3	123	120	1,60	
8	76	74			8	78	75		
4	103	101	1,64		4	128	125	1,67	
9	63(5)	61(5)			9	78	75		
5	100	98	1,73		5	123	120	1,46	
10	58(5)	56(5)			10	85	82		
6	98(5)	96(5)	1,71		6	108(5)	105(5)	1,24	
11	58(5)	56(5)			11	88	85		
7	89	87	1,50		7	89(5)	86(5)	1,15	
12	60	58			12	78	75		
8	77	75	1,39		8	79	76	1,24	
13	56	54			13	64(5)	61(5)		
9	65	63	1,34		9	79	76		
14	49	47			14	73	70	1,09	
1	134	132							

Mittel: $\frac{13,52}{9} = 1,50.$ Mittel: $\frac{11,91}{9} = 1,32.$

Resultate.

In vorliegender Arbeit wurden zwei Methoden zur Messung der Absorption elektrischer Wellen geprüft. Die nach der ersten Methode angestellten Versuche ergaben (übereinstimmend mit Versuchen von O. Berg), daß Abweichungen von der durch die Theorie geforderten Kurve vorhanden sind, die trotz zahlreicher Versuche in den verschiedensten Richtungen nicht vollkommen beseitigt werden konnten.

Die zweite Methode (nach Eichenwald) ergab brauchbare Resultate, wie die Messungen an Salzlösungen zeigten. Daraufhin wurden einige anomal absorbierende Substanzen untersucht. Hierbei wurden die außerordentlich großen Temperaturkoeffizienten der Absorption (in Übereinstimmung mit den Untersuchungen Drudes) annähernd festgestellt. Bei Glycerin und Isobutylalkohol waren die Temperaturkoeffizienten entgegen der Erwartung in den untersuchten Grenzen positiv.

Diese Arbeit wurde im physikalischen Institut der Universität Leipzig ausgeführt. Es sei mir an dieser Stelle gestattet, dem Direktor desselben, Hrn. Prof. Dr. Wiener, dem ich die Anregung zu dieser Arbeit verdanke und der mich bei Ausführung derselben mit wertvollen Ratschlägen unterstützte, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 6. März 1905.)

Mittel: $\frac{11,91}{9} = 1,32$

Mittel: $\frac{13,52}{9} = 1,50$

3. *Über die Druckkräfte der Wellen, welche sich auf einer Flüssigkeitsoberfläche ausbreiten;*
von N. Kapzov.

Lord Rayleigh¹⁾ hat theoretisch nachgewiesen, daß auf einen Körper, welcher die freie Ausbreitung einer oszillatorischen Bewegung im gegebenen Medium stört, Druckkräfte ausgeübt werden, die von der jeweiligen physikalischen Beschaffenheit der oszillatorischen Bewegung unabhängig sind und nur abhängen von der Energiedichte der Wellenbewegung an der Grenze des Körpers.

Die experimentellen Untersuchungen, welche Lebedew²⁾ für die Druckkräfte des Lichtes auf absorbierende und reflektierende Oberflächen, Nichols und Hull³⁾ für Druckkräfte des Lichtes auf einen Spiegel, sowie Altberg⁴⁾ für Druckkräfte der Schallwellen auf eine reflektierende Wand ausgeführt haben, diese Untersuchungen haben die theoretischen Ergebnisse von Lord Rayleigh bestätigt.

Hr. Prof. Dr. P. Lebedew hat mir vorgeschlagen, experimentell festzustellen, ob die Wellen, welche sich auf einer Flüssigkeitsoberfläche ausbreiten, Druckkräfte auf eine Wand ausüben, die deren freie Ausbreitung stört.

I. Die Versuchsanordnung.

Die Versuche wurden in folgender Weise ausgeführt: Eine lange Holzlatte, deren Rand sich unter dem Wasserspiegel in einer großen flachen Wanne befand, wurde durch einen Drehstrommotor in Schwingungen versetzt und diente als Schwingungsquelle für einen ununterbrochenen Zug von parallelen Oberflächenwellen; diese Wellen fielen auf die Wand

1) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (6) 3. p. 338. 1902.

2) P. Lebedew, Ann. d. Phys. 6. p. 433. 1901.

3) E. F. Nichols u. G. F. Hull, Amer. Assoc. f. Advanc. of Science 1901; Science (N. S.) 14. p. 558. 1901; Phys. Rev. 13. p. 307. 1901; Ann. d. Phys. 12. p. 225. 1903.

4) W. Altberg, Ann. d. Phys. 11. p. 405. 1903.

eines schwimmenden Körpers, welche senkrecht zur Richtung der Ausbreitung der Wellen stand; unter dem Einflusse der Druckkräfte der Wellen verschiebt sich der schwimmende Körper in der Ausbreitungsrichtung der Wellen und zieht die Kugeln zweier Pendeln, an welche er durch biegsame Stränge befestigt ist, so lange nach sich, bis die Druckkräfte der Wellen und die Richtkraft der Pendel sich das Gleichgewicht halten.

Aus der Messung der Ablenkung der Pendel läßt sich die Größe der auffallenden Druckkraft im absoluten Maße bestimmen und aus der Messung der Amplitude der auffallenden Wellen läßt sich deren Energie berechnen.

II. Die Apparate.

1. Die *Wasserwanne* (Dimension $200 \times 200 \times 7,5$ cm) war aus stark gefirnißtem Zinkblech hergestellt; die Tiefe des Wassers betrug ca. 5,5 cm.

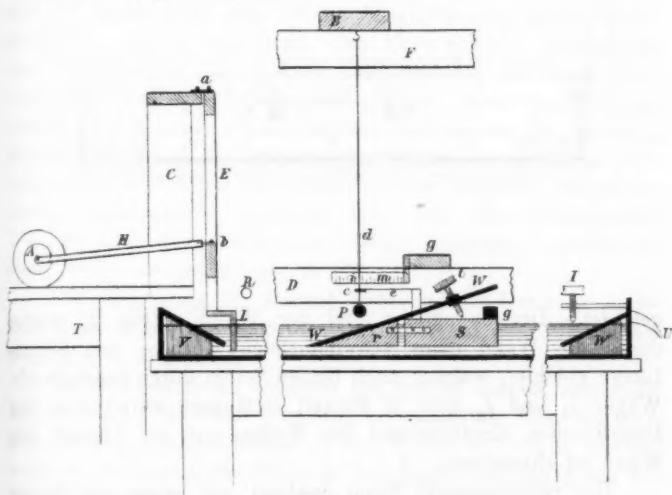


Fig. 1.

2. Die Wellenerregung wurde in folgender Weise bewerkstelligt: an dem Ständer *C* (Fig. 1), welcher auf dem Tische *T* befestigt war, hing an zwei kurzen biegsamen flachen Stahl-

federn a der Holzrahmen E , dessen unteres Ende die Holzlatte L ($l = \text{ca. } 200 \text{ cm}$, $h = \text{ca. } 10 \text{ cm}$) trug; der Rahmen und die Holzlatte wurden in schwingende Bewegung durch die Stange H versetzt, deren eines Ende durch die flache Stahlfeder b mit dem Rahmen verbunden war und dessen anderes Ende auf dem Zapfen einer Achse A saß; die Achse wurde durch einen Drehstrommotor angetrieben. Die Schwingungszahlen der Latte L betrugen je nach der Wahl des Übertragungsverhältnisses 154, 190, 206 bez. 266 Schwingungen pro Minute bei einer Schwingungsamplitude der Latte von 4 mm.

3. *Reflektierende und absorbierende Wände.* Die Wand wurde aus einem beweglichen und zwei feststehenden Teilen

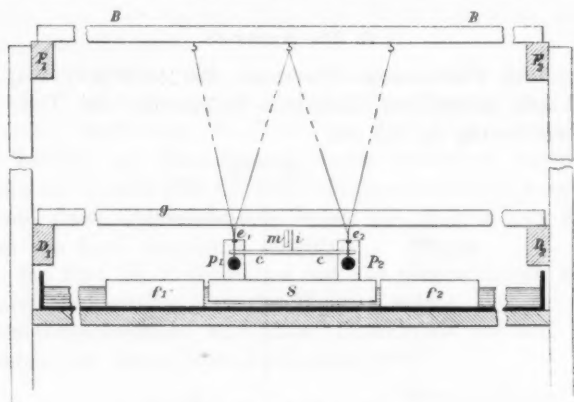


Fig. 2.

gebildet. Der bewegliche Teil der Wand S (Fig. 2) wurde durch die Wand eines schwimmenden Körpers von 50 cm Länge gebildet, welcher nach beiden Seiten durch feststehende Wände f_1 und f_2 (von je 30 cm) verlängert wurde, um die komplizierten Einwirkungen der Wellen auf die Ränder der Wand zu eliminieren.

Die reflektierende Wand bestand aus einem vertikalen Zinkstreifen von 3 cm Höhe.

Die absorbierende Wand wurde durch eine geneigte Zinkfläche gebildet, von welcher die auffallenden Wellen wie von einem flachen Seeufer nicht reflektiert werden. Um die Ab-

hängigkeit der Größe der Druckkraft, welche die Wellen auf eine absorbierende Wand ausüben, von ihrem Neigungswinkel näher zu untersuchen, wurde der schwimmende Körper, welcher die absorbierende Wand w trug (Fig. 1) aus zwei Teilen r und s gebildet, die durch ein Gelenk miteinander so verbunden waren, daß man mittels der Schraube t und der Bleigewichte g die Wand w auf jede gewünschte Neigung einstellen konnte; der Neigungswinkel wurde durch Ausmessung des untertauchenden Teiles der Wand und des Abstandes ihres unteren Endes von der Wasseroberfläche bestimmt. Ähnliche geneigte Flächen trugen auch die feststehenden Teile der Wand.

4. *Der Druckmesser.* Der Balken B (Figg. 1 und 2) trug an vier dünnen ($d = 0,15$ mm) Kupferdrähten d zwei Bleikugeln P_1 und P_2 , welche durch die, die Beobachtungsmarke i tragende Stange c verbunden waren (das Gesamtgewicht des Systems betrug 236 g, die Pendellänge 150 cm). Der bewegliche (schwimmende) Teil der Wand wurde mit den Bleikugeln P_1 und P_2 durch zwei sehr dünne ($d = 0,05$ mm) flache Stahlstreifen e_1 und e_2 verbunden. Bei einer solchen Aufhängung der Pendelkugeln (an je zwei Drähten) und bei ihrer Verbindung mit dem schwimmenden Körper durch flache Stahlstreifen konnte sich dieser letztere frei nur in der Richtung der Fortpflanzung der auffallenden Wellen bewegen; die seitlichen Verschiebungen des schwimmenden Körpers, wie solche durch Kapillarkräfte zwischen ihm und den feststehenden Wänden f_1 oder f_2 verursacht werden könnten, wurden auf diese Weise ausgeschlossen.

Die Ablenkung der Pendel wurde mittels Fernrohr beobachtet; es wurde die Lage des Index i auf dem Millimetermaßstabe m abgelesen.

Der Balken B , an welchem die Pendel hingen, sowie der Balken G , an welchem der Millimetermaßstab befestigt war, konnten auf den Querbalken F_1 und F_2 bez. D_1 und D_2 gleiten, wodurch die bewegliche Wand in beliebiger Entfernung von der Schwingungsquelle (von der Latte L) aufgestellt werden konnte.

5. *Die Wellenamplitude* wurde in folgender Weise bestimmt: Die bewegliche und die festen Wände wurden entfernt und an ihrer Stelle die Meßvorrichtung Fig. 3 aufgestellt. Die Stifte a und b wurden durch Drehen der Köpfe K_1 und K_2

belichtet¹⁾; auf der photographischen Platte, von welcher Fig. 4 ein Positivbild ist, läßt sich die Entfernung der Scheitel der Kurve d. h. die Wellenlänge direkt an dem abgebildeten Maßstabe ablesen.

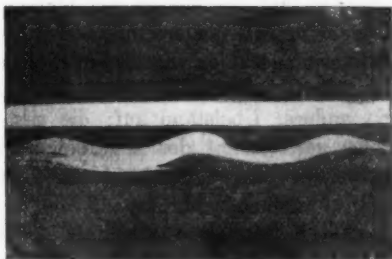


Fig. 4.

8. Die Beseitigung der stehenden Wellen in der Wasserwanne wurde dadurch erzielt, daß die geneigte Wand *W* (Fig. 1) die auf fallenden Wellen absorbierte; eine ähnliche absorbierende Wand *V* war auch hinter der wellenerregenden Latte *L* (Fig. 1) angebracht.

9. Die Reinigung der Wasseroberfläche erwies sich als unbedingt notwendig, da ihre Verunreinigung durch die Einwirkung des Wassers auf Zink, Firniß und Holz, sowie durch den sich aus der Luft abscheidenden Staub das Verhalten der Wellen stark beeinflusste. Zum Zwecke der Reinigung war parallel der Latte *L* ein Messingrohr *R* (Fig. 1 im Querschnitt) aufgestellt, welches eine Länge von 200 cm hatte, mit der Wasserleitung verbunden war und in seinem unteren Teile mit einer großen Anzahl kleiner Löcher versehen war; das Wasser strömte aus diesen Löchern in die Wanne und die obere Schicht des Wassers floß durch den Ausguß *U* (Fig. 1) ab.

Nach der Erneuerung der Wasseroberfläche wurde das Niveau durch Ausschöpfen stets auf dieselbe Höhe gebracht, welche durch die Indexschraube *J* (Fig. 1) festgelegt war.

1) Die Kapazität der Batterie betrug 0,3 Mikrof., die Funkenlänge 3 cm zwischen Zinkelektroden; Abstand des Funkens vom Maßstabe 15 cm. Durch einen Schirm wurde das direkte Funkenlicht vom Objektiv abgehalten; um das diffuse Licht vom Boden der Wasserwanne zu beseitigen, wurde auf den Boden ein mattschwarzes Metallblech gelegt.

III. Die Vorversuche.

Bei der vorläufigen Untersuchung der Wellen, welche bei verschiedenen Schwingungszahlen der Latte L auftraten, stellte es sich heraus, daß bei Schwingungszahlen, welche über 270 pro Minute betrugen, auf den Wellen sich Querrippen bildeten, welche die Bestimmung der Wellenamplitude unsicher machten; bei geringen Schwingungszahlen verschwanden diese Querrippen vollkommen. Bei Schwingungszahlen, welche unter 150 pro Minute lagen, trat ein anderer Übelstand auf: die gesamte Wassermasse des Bades geriet samt der schwimmenden Wand und den Pendeln in Schwingungen, wodurch die Druckmessungen unsicher gemacht werden.

In dem gewählten Bereiche von 150 bis 270 Schwingungen pro Minute entsteht auf der Oberfläche des Wassers eine ununterbrochene Strömung, welche von der Mitte der schwingenden Latte ausgeht, die gegenüberliegende Wand erreicht und sich in zwei Arme teilend an den Rändern der Wanne zu der Latte zurückströmt; durch aufgestreuten Korkstaub läßt sich diese Strömung leicht sichtbar machen und es läßt sich feststellen, daß diese Strömung sofort nach der Erregung der Wellenbewegung einsetzt und mit derselben aufhört; die Strömungsrichtungen der beiden Wirbel sind aus der Fig. 5 ersichtlich, welche die Ansicht der

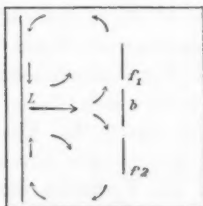


Fig. 5.

Wasserwanne von oben darstellt: L ist die schwingende Latte, b der bewegliche Teil der reflektierenden bez. der absorbierenden Wand, f_1 und f_2 ihre feststehenden Teile. Um die Geschwindigkeit dieser Oberflächenströmung zu bestimmen, wurde über dem Wasserspiegel in der Richtung der Strömung ein Maßstab angebracht und es wurde mittels eines Sekundenzählers die Zeit bestimmt, während welcher ein auf die Oberfläche geworfenes Korkkörnchen ein bestimmtes Stück des Maßstabes passiert. Die für verschiedene Schwingungszahlen der Latte N pro Minute in der Mitte der Wanne in 50 cm Abstand von der schwingenden Latte L beobachteten Geschwindigkeiten der Oberflächenströmung W in Zentimetern pro Sekunde sind in der Tab. I angegeben.

Tabelle I.

N pro Minute	$W \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$
154	unmerklich
190	0,7
206	1,6
266	5,2

Wie aus der Tab. I ersichtlich ist, nimmt die Geschwindigkeit der Oberflächenströmung für längere Wellen ab.

Um die Tiefe der strömenden Schicht zu untersuchen, wurde an einem Gestell S (Fig. 6) ein Torsionsdraht befestigt, der an seinem unteren Ende einen Stift b mit zwei horizontalen Drähten e und d trug, von welchen e sich unter der Wasseroberfläche, senkrecht zur Strömungsrichtung und d sich in der Luft befanden; durch Verstellen des Kopfes K konnte der Draht e beliebig tief unter der Oberfläche des Wassers eingestellt werden. Die Beobachtungen ergaben, daß die Tiefe der strömenden oberflächenschicht wenige Millimeter betrug und von der Größe der Wellenamplitude ist. Wegen der geringen Geschwindigkeit und der geringen Tiefe der Oberflächenströmung konnte dieselbe auf die bewegliche Wand nur mit einer Kraft einwirken, welche den beobachteten Druckkräften gegenüber, namentlich für längere Wellen, zu vernachlässigen ist.

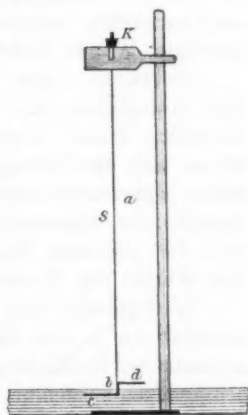


Fig. 6.

Einen wesentlich größeren Einfluß übt auf die gemessenen Druckkräfte die Verunreinigung der Oberfläche aus, es wurden deshalb nur solche Beobachtungen in Betracht gezogen, welche spätestens 40 Min. nach der Erneuerung der Wasseroberfläche gemacht wurden, da in diesem Zeitintervall die Angaben des Druckmessers um weniger als 10 Proz. durch die Verunreinigung der Oberfläche verändert wurden.

IV. Die Versuche.

Es wurde anfänglich geplant, sowohl die Druckkräfte zu untersuchen, welche die Wellen auf reflektierende (vertikale) Wände ausüben als auch diejenigen, welche auf absorbierende (geneigte) Wände ausgeübt werden. Bemühungen, die Druckkräfte an reflektierenden Wänden zu messen, haben zu keinem positiven Ergebnisse geführt; bei der geringen Entfernung, auf welcher die reflektierende Wand von der Schwingungsquelle aufgestellt werden konnte, kam die eingeschlossene Wasseroberfläche in stehende Schwingungen, welche eine sehr komplizierte Form hatten; die Größen der Druckkraft hingen in diesem Falle in verwickelter Weise von der Form dieser stehenden Schwingungen ab. Die Untersuchung wurde deshalb auf Druckkräfte beschränkt, welche die Wellen auf absorbierende (geneigte) Wände ausüben.

Es wurde zuerst der Einfluß der Schlitzweite zwischen den beweglichen und den feststehenden Teilen der absorbierenden Wand, sowie der Einfluß des Neigungswinkels der Wand auf den Betrag der gemessenen Größen der Druckkräfte untersucht. Hierauf wurde die Amplitude und die Energie der angewandten Wellen bestimmt. Zum Schlusse sind die absoluten Beträge der gemessenen Druckkräfte mit den Werten der Energiedichte der Wellen verglichen.

Im folgenden sind aus dem umfangreichen Beobachtungsmaterial nur je eine Beobachtungsreihe angeführt, da die Ergebnisse der Beobachtungen, welche unter ähnlichen Versuchsbedingungen ausgeführt waren, stets übereinstimmende Resultate ergeben haben.

A. *Der Einfluß der Weite der Schlitze*, welche den beweglichen Teil der absorbierenden Wand von den beiden feststehenden Teilen trennen, wurde untersucht, indem die feststehenden Wände etwas verschoben wurden und die Druckmessungen abwechselnd bei größeren und bei kleineren Schlitzweiten ausgeführt wurden. In der Tab. II ist eine Versuchsreihe angeführt, es bedeutet t die Zeit in Minuten, welche nach dem Erneuern der Wasseroberfläche verstrichen ist, s die Weite jedes Schlitzes in Zentimetern, d die der Druckkraft proportionale Verschiebung des Indexes i (Fig. 1) auf dem Maß-

stabe m in Millimetern bei Erregung der Wellenbewegung, D ist die reduzierte Größe der gemessenen Druckkräfte, welche auf die Größe $D=1$ bei der Schlitzweite $s=1$ cm unter der Voraussetzung zurückgeführt ist, daß die Größe der Druckkräfte für $s=1$ sich stetig mit der Zeit ändern.

Tabelle II.

Abstand der Wand von der Schwingungsquelle = 90 cm.

Neigungswinkel der Wand = 15° .

Schwingungszahl der Latte = 190 pro Minute.

t Min.	s cm	d mm	D
10	1,0	15,8	1,00
19	0,5	15,0	0,99
22	2,0	16,1	1,08
26	1,0	14,7	1,00
30	5,0	17,4	1,20
35	3,0	16,4	1,14
39	1,0	14,3	1,00

Die Resultate der Beobachtungen der Tab. II sind in der Fig. 7 dargestellt; eine graphische Extrapolation ergibt, daß die Abweichung in der Druckmessung, welche bei der Schlitzweite $s=1$ cm gemacht wird, gegenüber derjenigen, welche sich für $s=0$ ergeben hätte, geringer ist wie 5 Proz., bei den Druckmessungen ist man auf die Schlitzweite von $s=1$ cm angewiesen, da bei geringeren Schlitzweiten die Kapillarkräfte zwischen dem beweglichen Teile der Wand und ihren feststehenden Teilen leicht Störungen in der Einstellung hervorrufen.

Aus der Tab. II ist auch ersichtlich, daß die Messungen der Druckkräfte innerhalb einer halben Stunde durch Ver-

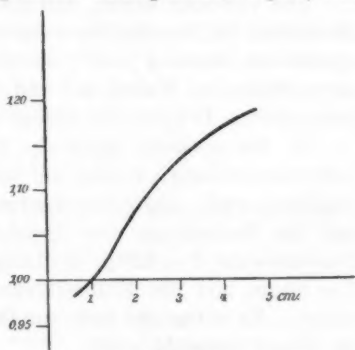


Fig. 7.

änderung der Oberflächenbeschaffenheit sich um ca. 10 Proz. ändern können.

B. *Der Einfluß des Neigungswinkels* der absorbierenden Wand ist durch die Beobachtungsreihe der Tab. III gegeben, darin sind die für den Neigungswinkel $\varphi = 7^\circ$ und $\varphi = 15^\circ$ gemessenen, den Druckkräften proportionale Verschiebungen des Indexes i (Fig. 1) auf dem Maßstabe m in Millimetern gegeben, welche bei der Erregung der Wellenbewegung beobachtet wurden; N sind die zugehörigen Schwingungszahlen der Latte pro Minute.

Tabelle III.

Abstand der absorbierenden Wand von der Schwingungsquelle = 90 cm.
Schlitzweite = 1 cm.

N	$\varphi = 7^\circ$	$\varphi = 15^\circ$
154	9,0	7,7
190	12,1	13,0
206	16,0	14,0
266	7,4	6,5

Die Versuche lehren, daß mit wachsendem Neigungswinkel die Größen der Druckkräfte etwas abnehmen; wird der Neigungswinkel der Wand $\varphi > 15^\circ$, so tritt eine merkliche Reflexion der auffallenden Wellen auf und dementsprechend werden die beobachteten Druckkräfte größer als für $\varphi = 15^\circ$.

C. *Die absoluten Werte der Druckkräfte* können aus der Indexverschiebung, welche auf dem Maßstabe in Millimetern abgelesen wird, abgeleitet werden, wenn wir berücksichtigen, daß die Pendellänge des Druckmessers $l = 1500$ mm, das Pendelgewicht $P = 236$ g, die Länge der absorbierenden Wand $L = 50$ cm und die Erdbeschleunigung $g = 981$ cm/sec⁻² betragen. Es entspricht dann die Druckkraft p , welche auf 1 cm der Wand ausgeübt wird,

$$(1) \quad p = \frac{P \cdot g \cdot d}{l \cdot L} = \frac{236 \cdot 981}{1500 \cdot 50} \cdot d = 3,1 \cdot d \text{ Dynes,}$$

worin d die Verschiebung des Indexes in Millimetern bedeutet.

D. *Die Energie der Wellen*, welche sich auf einer Flüssigkeitsoberfläche ausbreiten wird durch die Form der Wellen-

linie und durch das Potential der Geschwindigkeiten bestimmt. Die genaue Form der Wellenlinie wurde von Lord Rayleigh¹⁾ gegeben. Bei unseren Versuchen waren die Amplituden im Verhältnis zu den Wellenlängen so gering, daß für die Energieberechnung die genaue Wellenform mit hinreichender Annäherung durch eine einfache Sinuskurve ersetzt werden kann²⁾, wodurch die Rechnungen erheblich vereinfacht werden.

Die gesamte Energie einer Welle, welche zwischen zwei sich im Abstand von 1 cm befindlichen parallelen Ebenen, bei einer Wellenamplitude von α cm zwischen zwei Wellenbergen, deren Abstand λ cm beträgt, aufgespeichert ist, setzt sich zusammen aus:

a) der potentiellen Energie W_λ der über das Niveau gehobenen Flüssigkeitsmasse³⁾:

$$(2) \quad W_\lambda = \frac{1}{4} g \cdot \alpha^2 \cdot \lambda,$$

worin g die Erdbeschleunigung ist;

b) der Differenz U_λ der Energie der Oberflächenspannung einer wellenförmig gebogenen und einer ebenen Flüssigkeitsoberfläche⁴⁾:

$$(3) \quad U_\lambda = \frac{1}{4} \cdot \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \cdot T \cdot \alpha^2 \cdot \lambda,$$

worin T die Oberflächenspannung in Dynes pro Zentimeter ist;

c) der kinetischen Energie der sich bewegenden Flüssigkeitsmasse, welche im Falle einer einfachen Sinusschwingung der potentiellen Energie gleich ist⁵⁾:

$$(4) \quad K_\lambda = W_\lambda + U_\lambda = \frac{1}{4} \left(g + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} T \right) \alpha^2 \cdot \lambda.$$

Die gesamte Energie einer Welle K_λ ist demnach in Ergs:

$$(5) \quad R_\lambda = \frac{1}{2} \left(g + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} T \right) \alpha^2 \cdot \lambda.$$

1) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) 1. p. 269. 1876.

2) Die Energieberechnung, welche unter Zugrundelegung der genauen Wellenform zur Kontrolle ausgeführt wurde, ergab ein Resultat, welches mit dem weiter unten angegebenen bis auf weniger wie 5 Proz. zusammenfällt.

3) W. Wien, „Lehrbuch der Hydrodynamik“ p. 187. Leipzig 1900; H. Lamb, „Hydrodynamics“ p. 378 u. 379. Cambridge 1895.

4) H. Lamb, l. c. p. 444.

5) H. Lamb, l. c. p. 379.

Bei der Schwingungszahl n pro Sekunde ist die pro Sekunde auf jeden Zentimeter der Wand fallende Energiemenge

$$(6) \quad E = R_\lambda \cdot n = \frac{1}{2} \left(g + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} T \right) \alpha^2 \cdot v,$$

worin $v = n\lambda$ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen ist. Die Flächenenergie der Wellenbewegung, d. h. die Wellenenergie, welche auf 1 qcm der Flüssigkeitsoberfläche kommt, ist:

$$(7) \quad Q = \frac{E}{v} = \frac{1}{2} \left(g + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} T \right) \alpha^2.$$

In der Tab. IV sind die Messungen der Amplitude, wie sie mit Hilfe des Apparates (Fig. 3) in 90 cm Abstand von der schwingenden Latte nach Entfernung der feststehenden und schwimmenden Wände ausgeführt wurden, λ die photographisch gemessenen Wellenlängen und N die zugehörigen Schwingungszahlen der Latte pro Minute, angegeben; bei Berechnung der in der letzten Kolumne dieser Tabelle angeführten Flächenenergie Q ist $g = 981 \text{ cm/sec}^2$, $T = 74 \text{ Dynes/cm}$ gesetzt worden.

Tabelle IV.

N	$\alpha \text{ cm}$	$\lambda \text{ cm}$	$\frac{4\pi^2}{\lambda^2} T$	Q
154	0,30	22,1	5,8	44,4
190	0,36	14,7	13,4	66,0
206	0,43	13,8	15,3	94,3
266	(0,34)	(8,7)	(38,5)	(60,7)

Die Beobachtungen der Amplitude α bei der Schwingungszahl $N = 266$ sind unsicher, da sich auf den Wellenkämmen merkbliche Querrippen bildeten, welche die Messungen beträchtlich erschwerten.

Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß der Betrag der Energie, welcher durch die Kapillarkräfte der Oberfläche geliefert wird, klein ist gegenüber der Gravitationsenergie der angewandten Wellen.

V. Die Versuchsergebnisse.

In der Tab. V sind die Ergebnisse der in 90 cm Entfernung von der schwingenden Latte ausgeführten Messungen der Druckkräfte p (nach Formel (1) im absoluten Maße be-

rechnet) und die Flächenenergie der Wellen Q (aus Tab. IV entnommen) zusammengefaßt, wobei N wie oben die Schwingungszahlen der Latte L pro Minute ist. (Die Resultate der Messungen bei der Schwingungszahl $N = 266$ sind, wie oben erwähnt worden ist, unsicher und deshalb in der Tab. V in Klammern angeführt.)

Tabelle V.

N	p	$\frac{1}{2} Q$	$p : \frac{1}{2} Q$
154	25,8	22,2	1,16
190	38,6	33,0	1,17
206	46,3	47,2	0,98
266	21,5	(30,3)	(0,71)

Die Resultate der Tab. V lassen sich in folgender Weise zusammenfassen: Wellen, welche sich auf einer Flüssigkeitsoberfläche ausbreiten, üben auf Wände, welche die freie Wellenausbreitung hemmen, Druckkräfte aus, welche den Druckkräften der Licht- und Schallwellen analog sind. Die beobachteten Beträge der Druckkraft der Flüssigkeitswellen auf eine absorbierende (geneigte) Wand stimmen innerhalb der bei diesen Versuchen kaum zu vermeidenden erheblichen Beobachtungsfehler mit dem Werte der Hälfte der Flächenenergie überein.

Dieses Resultat steht im Einklang mit der von Lord Rayleigh gegebenen Theorie der Druckkräfte einer jeden sich ausbreitenden oszillatorischen Bewegung.

Zum Schluß erlaube ich mir, Hrn. Prof. Dr. P. Lebedew für die Anregung und die Leitung dieser Untersuchung und Hrn. Prof. Dr. A. Sokolow für die mir zur Verfügung gestellten Apparate meinen Dank auszusprechen.

Moskau, Physik. Institut d. Univ., im März 1905.

(Eingegangen 23. März 1905.)

4. *Über den Halleffekt des Wismuts bei hohen Temperaturen;*
*von Heinrich Frhr. Rausch v. Traubenberg.*¹⁾

(Hierzu Taf. I).

Erster Teil.

Einleitung.

Auf Anregung von Hrn. Prof. Wien unternahm ich eine Untersuchung über den Halleffekt des Wismuts bei hohen Temperaturen, insbesondere sollte das Verhalten beim Schmelzen genauer festgestellt werden.

Um die Übersichtlichkeit zu erleichtern, sei es gleich hier gestattet, die bei der Erscheinung des Halleffektes in Frage kommenden Größen zu bezeichnen. Allen Größen liegt das absolute elektromagnetische Maßsystem zugrunde. Der die Platte in der Längsrichtung durchfließende Strom, „der Hauptstrom“, sei mit J , die an den zunächst äquipotentialen Punkten unter der Einwirkung des magnetischen Feldes auftretende Potentialdifferenz E sei als Hall'sche Spannung, der durch sie in einem Leitersystem hervorgerufene Strom als Hall'scher Strom bezeichnet. Die magnetische Feldstärke sei \mathfrak{H} . Unter λ , β und δ haben wir die Länge, Breite und Dicke (in Zentimetern) der Platte zu verstehen. R [ergibt sich aus Formel (I) zu $L^{1/2} m^{-1/2}$] sei die dem untersuchten Metall eigentümliche, von Hall als Rotationskoeffizient, Drehungsvermögen bezeichnete Größe.

Hall fand, daß diese Größe R durch die Gleichung

$$(I) \quad R = \frac{E \delta}{\mathfrak{H} J}$$

ausgedrückt werden kann. Genauere Messungen zeigen nun allerdings, daß R keine lediglich von den Eigenschaften des verwendeten Materiales abhängige Konstante ist, sondern durch Temperatur und Feldstärke wesentlich beeinflußt wird.

1) Auszug aus der Würzburger Dissertation.

Die vielen Versuche, welche im Laufe der folgenden Zeit von verschiedenen Beobachtern angestellt wurden, ließen solche Einwirkungen von Temperatur und Feldstärke erkennen. Bei den magnetischen Materialien konnte Hall eine Abnahme von R mit fallender Temperatur nachweisen, während bei den unmagnetischen Materialien ein kleines Wachsen von R mit abnehmender Temperatur zu konstatieren war.¹⁾ Im Gegensatz hierzu fand Leduc²⁾ eine Abnahme des Hallschen Effektes bei Wismut mit sinkender Temperatur, also einen positiven Temperaturkoeffizienten für unmagnetische Materialien. Sehr sorgfältige Messungen über den Halleffekt haben v. Ettinghausen und Nernst im Jahre 1887 angestellt und dabei auch die Einflüsse von Temperatur und Feldstärke in den Rahmen ihrer Beobachtungen gezogen.³⁾ Die untersuchten Platten von verschiedener Herkunft zeigten verschiedenes Verhalten hinsichtlich ihres Temperaturkoeffizienten für R . Die Platte Nr. 1 zeigte eine Abnahme von R bei Temperaturzunahme. Dieselbe Einwirkung zeigte Platte Nr. 2. Platte Nr. 3 endlich zeigte positiven Temperaturkoeffizienten und bestätigte damit die von Leduc gemachte Beobachtung. Im Jahre 1891 unternahmen Hr. Drude und Nernst⁴⁾ eine Untersuchung, um den Einfluß der Temperatur (in sehr viel weiteren Grenzen als bisher) und des Aggregatzustandes auf den Halleffekt und die Widerstandsabnahme im Magnetfeld beim Wismut zu studieren.

Um die Entscheidung der Frage zu ermöglichen, ob das Hallsche Phänomen vorwiegend dem kristallinen Charakter dieses Materiales zuzuschreiben ist oder nicht, versuchten die Verfasser den Halleffekt beim geschmolzenen Wismut zu messen.

Ein kleines flachgedrücktes Fläschchen diente als Behälter für das flüssige Wismut, eingeschmolzene Platindrähte sorgten für die Stromzuführung. Es ergab sich bei 310° ein Drehungsvermögen, welches ca. nur den $\frac{1}{100}$ Teil des bei Zimmertemperatur vorhandenen erreichte. Das nach Abkühlung

1) Hall, Phil. Mag. 29. p. 419—438.

2) Leduc, Compt. rend. 102. p. 358—361. 1886.

3) A. v. Ettinghausen u. W. Nernst, Exners Repertorium 23. 1887.

4) P. Drude u. W. Nernst, Wied. Ann. 42. 1891.

erstarrte Wismut wurde nachher auf sein Drehungsvermögen hin untersucht und ergab folgende relative Werte:

$t = 19^{\circ}$	243°	100°	14°
$c = 1,000$	0,23	1,23	1,16

Erstens ergibt sich aus dieser Tabelle ein positiver Temperaturkoeffizient, im Intervall 100 bis 14° . Von 100° aufwärts haben wir jedoch einen negativen Temperaturkoeffizienten für R , und zwar sinkt dieser im Intervall von $243-310^{\circ}$, in welches die Verflüssigung des Wismuts fällt, von gut meßbaren Werten auf annähernd Null herab.

Aus diesen Versuchen kann man nicht ersehen, ob das Gebiet der schnellen Abnahme von R entweder sehr nahe beim Schmelzpunkt liegt, oder ob diese Abnahme plötzlich mit dem Wechsel des Aggregatzustandes eintritt. „Die Entscheidung zwischen beiden letzteren Möglichkeiten dürfte erhebliches Interesse bieten, war uns zu treffen aber bisher nicht möglich,“ schreiben die Verfasser. Zur Lösung dieser letzteren Frage einen Beitrag zu geben, und auch im übrigen Intervall (Zimmertemperatur-Schmelzpunkt) die Beziehung zwischen Rotationskoeffizient und Temperatur durch möglichst viel zugehörige Werte festzulegen, war, wie schon bemerkt, die Aufgabe der vorliegenden Arbeit. Ob der von den Verfassern festgestellte negative Temperaturkoeffizient der Widerstandsabnahme des Wismutes im Magnetfeld und das von ihnen neu bestätigte plötzliche Sinken des spezifischen Widerstandes dieses Metalles bei seinem Schmelzen, die Abnahme des Diamagnetismus mit der Temperatur mit dem Verhalten des Halleffektes in einem näheren Zusammenhang steht, läßt sich bei dem heutigen Stande der Theorie über diesen Gegenstand noch nicht entscheiden.

Im Jahre 1895 erschienen einige Arbeiten von A. Lebret, ausgeführt im Leydener Physikalischen Laboratorium, welche sich eingehend mit der Änderung des Halleffektes mit der Temperatur beschäftigen.¹⁾ Lebret scheint auch der erste gewesen zu sein, welcher das Rotationsvermögen bei tiefen Temperaturen untersuchte. Die tiefen Temperaturen (-74°)

1) A. Lebret, Com. from. the Lab. of Phys. of the Un. Leyden Nr. 19.

wurden durch Bäder von fester Kohlensäure in Alkohol, die hohen durch Bäder von Glyzerin erzielt.

Die von ihm erhaltenen Kurven lassen ein durchaus verschiedenes Verhalten der beiden Platten erkennen (vgl. auch die Kurven). Während Platte Nr. 1 sich asymptotisch einem Maximum und Minimum nähert, hat Nr. 2 ein deutliches Maximum bei ca. -25° und fällt von ca. $+25^{\circ}$ beinahe stetig mit steigender Temperatur ab. Von -69 bis ca. -25° haben wir hier positiven Temperaturkoeffizienten.

Die Versuche von Lebret wurden später von E. van Everdingen¹⁾ in Leyden fortgesetzt, und zwar unter Anwendung noch viel tieferer Temperaturen.

Die Platte zeigt im ganzen Intervall negativen Temperaturkoeffizient und scheint sich R mit steigender Temperatur asymptotisch einem Grenzwert zu nähern. Der vom Verfasser bei -182° C. gefundene Wert 62,2 dürfte wohl der höchste für R beobachtete Wert sein. (Vgl. auch die Kurve.)

In allerneuester Zeit ist noch von Zahn²⁾ eine Arbeit ausgeführt worden, welche die Erforschung des Halleffektes und der mit ihm verwandten Effekte am gleichen Stücke sich zur Aufgabe macht. Autor findet für die Temperaturkoeffizienten des Drehungsvermögens beim Wismut (in dem wohl etwas zu kleinen Intervall $15-35^{\circ}$ C. gemessen)

$$\alpha = -0,0028 \text{ Platte I}$$

$$\alpha = -0,00074 \text{ „ II (aus dem gleichen Stück geschnitten wie Platte I).}$$

Die Zahnsche Arbeit war besonders mit Rücksicht auf die von Hrn. P. Drude aufgestellte Elektronentheorie der Metalle³⁾ unternommen worden, um einen zahlenmäßigen Vergleich zwischen den dort abgeleiteten Größen und den beobachteten zu ermöglichen. Leider war die Übereinstimmung eine sehr wenig befriedigende, überhaupt ist es jetzt nur sehr annähernd gelungen, theoretische Erwägungen über den Halleffekt selbst und die mit ihm verwandten Erscheinungen in Einklang mit den beobachteten Resultaten zu bringen. Vgl. auch die Elektronentheorie von E. Riecke.⁴⁾

1) E. van Everdingen, Com. of. Lab. Phys. Leyden Nr. 38.

2) H. Zahn, Ann. d. Phys. 14. p. 886. 1904.

3) P. Drude, Ann. d. Phys. 1. p. 566. 1900; 3. p. 369. 1900.

4) E. Riecke, Wied. Ann. 66. p. 353 u. 543. 1898.

Die vorliegende Arbeit wurde wesentlich durch die von Hrn. Th. des Coudres. eingeführte Anwendung von Wechselstrom bei Erzeugung des Halleffektes erleichtert.¹⁾ Das Prinzip der Anordnung ist kurz folgendes:

Ein Wechselstrom von bekannter effektiver Stromstärke J (vgl. Fig. 1) durchlaufe nacheinander die Windungen W einer Spule und die ihrem Innern befindliche Platte P . Verbinden wir sodann die beiden Elektroden a und b mit einem Galvanometer G , so zeigt dieses Gleichstrom an. Indem ja das von

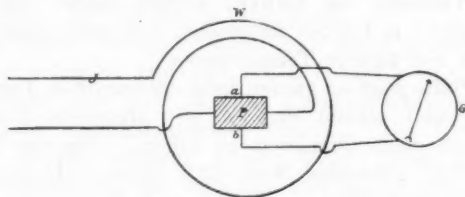


Fig. 1.

der Spule erzeugte Feld H und der Hauptstrom gleichzeitig ihren Sinn ändern, muß die in a und b auftretende Hall'sche Potentialdifferenz ihre Richtung beibehalten. Wir können auch die in a und b auftretende Potentialdifferenz E etwa durch ein Normalelement kompensieren, E ist dann der zeitliche Spannungsmittelwert.

$$E = \frac{1}{T} \int_0^T e \, dt,$$

wenn T die Periode des Wechselstromes bezeichnet.

Unsere Formel (I) für den Rotationskoeffizienten R des Halleffektes würde somit völlig ihre für Gleichstrom gewonnene Form beibehalten, nur daß wir unter J und \mathfrak{H} die effektiven Werte von Stromstärke und Feldstärke, unter E den Spannungsmittelwert zu verstehen haben.

Bestimmen wir nun die effektive Feldstärke in ihrer Abhängigkeit von der Stromstärke, so würde, wenn wir unter C die Feldstärke am Ort der Platte verstehen, und ein Strom von 10 Amp. die Windungen des Magneten durchfließt (um

1) Th. des Coudres, Phys. Zeitschr. 2. p. 586. 1900/01.

auf ein absolutes Maß zurückzuführen) sich die Formel für R auch schreiben lassen

$$R = \frac{E\delta}{CJ}.$$

Diese Formel gilt unabhängig von Frequenz und Kurvenform des Hauptstromes J . Da ich aber $\oint = CJ$ aus der Induktion, die das magnetische Wechselfeld \oint in einer Spule von bekannter Windungsfläche hervorrief (vgl. p. 91), bestimmte, und in dieser Methode der Faktor n (Frequenz des Wechselstromes) eingeht, so mußte die Frequenz bei allen Versuchen konstant gleich n gehalten werden (vgl. p. 88).

In der vorliegenden Arbeit wurde zur Messung der Hall'schen Spannung E , nicht nur um von der Galvanometerempfindlichkeit unabhängig zu sein, sondern auch aus prinzipiellen Gründen ein Kompensationsverfahren angewendet. Nimmt man nämlich von den Rändern der Platte keinen Strom ab, so läßt sich in diesem Falle unter Annahme der Elektronenbewegung in Metallen leichter eine theoretische Behandlung des Halleffektes durchführen, und ist auch unter der Voraussetzung, daß die Hall'sche Spannung nicht abfließt — in diesem Falle müssen die Strömungslinien auch im Magnetfeld zum Plattenrande parallele Gerade sein — das Problem von Drude behandelt worden.

Gegenüber der Gleichstrommethode hat nun die Wechselstrommethode folgende ganz besondere Vorteile. Es ist nicht mehr nötig, zwei bei Feldstärke Null völlig äquipotentiale Punkte a und b für die Hallelektroden abzusuchen, indem ja eine bei nicht äquipotentialer Lage von a und b ins Galvanometer laufende Stromkomponente des alternierenden Hauptstromes J auf dieses keinen Einfluß hat.

v. Ettinghausen u. Nernst, Lebre, van Everdingen und andere vermieden das Absuchen der äquipotentialen Stellen durch Kompensation (teilweise durch Abzweigen vom Hauptstrom) der in den beiden Punkten a und b bei Feldstärke Null auftretenden Spannung. Allerdings wird dieses Verfahren unter Berücksichtigung der von Lebre gefundenen Dissymmetrien des Halleffektes¹⁾, die offenbar teilweise ihre Ursache in Wider-

1) A. Lebre, Com. Lab. Phys. Leyden Nr. 19. 1895. Vgl. auch E. van Everdingen (über denselben Gegenstand) Com. Nr. 61—72. Supplement Nr. 2. 1900/1901.

standsänderungen des Wismuts im Magnetfelde haben, und dank der Inhomogenität der Platte für verschiedene Stellungen derselben verschiedene Werte zeigen können, sehr umständlich. Alle Widerstandsänderungen innerhalb der Platte, natürlich auch die durch Joulesche Wärme des Hauptstromes hervorgerufenen, können ja bei der Wechselstrommethode keine störenden Einflüsse auf den Hallstromkreis ausüben.

Aus diesem Grunde ist es auch möglich mit sehr viel größeren Stromstärken zu arbeiten. Gerade auch dieser Umstand macht die Methode zur Untersuchung von Materialien mit kleinem Drehungsvermögen geeignet.

Der von v. Ettinghausen u. Nernst entdeckte thermomagnetische Transversaleffekt kann ebenfalls nicht zu Störungen Anlaß geben, da ein konstanter durch die Platte fließender Wärmestrom in einem alternierenden Magnetfeld eine ebenfalls alternierende transversale Spannungsdifferenz hervorrufen muß. Nur der galvanomagnetische Transversaleffekt würde ebenso wie bei Gleichstrom auftreten können, jedoch lassen die durch die galvanomagnetische Erwärmung und Abkühlung und ungleichmäßige Erhitzung der Platte bedingten Thermoeffekte durch Anwendung von Hallelektroden von gleichem Material wie die Platte und Kommutieren des Sinnes, indem der Hauptstrom nacheinander Hallplatte und Magnet durchlaufen muß, sich bedeutend verringern.

Auf das Bedenken, ob ein im alternierenden Magnetfeld beobachteter Wert von R gleich dem im konstanten Felde gewonnenen Werte ist, es könnte sich ja eine gewisse Trägheit des Halleffektes bemerkbar machen, ist Hr. des Coudres in seiner Arbeit auf p. 588 eingegangen. Versuche mit Gleichstrom und Wechselstrom von 700 Wechsell pro Sekunde gaben völlig gleiche Werte für R .

Zweiter Teil.

A. Ausführung der Versuche.

1. Die Herstellung der Hallplatten.

Zur Untersuchung gelangte gegossenes kristallinisches Wismut. Das Material wurde von Merck in Darmstadt ab-

Bismuthum purissimum bezogen und bestand aus großen silberweißen kristallinen Stücken.

Zunächst stellte ich nun aus gutem blasenfreien Spiegelglas Platten von der Größe der später verwendeten Wismutplatten her. Ihre Dicke wurde mittels Kalibers¹⁾ gemessen und erwiesen sich die meisten als genügend plan.

Eine solche Glasplatte (Fig. 2) wurde mit zwei umgebogenen Kupferblechen *K* versehen, welche vorher auf ihrer ganzen Länge mittels Lötkolben unter Anwendung von Lötwasser mit einer dünnen Wismutschicht bedeckt worden waren. Das Wismut haftet dabei ebensogut wie Lötzinn am Kupfer, nur muß der Kolben sehr heiß sein, da der Schmelzpunkt des Wismuts ein höherer

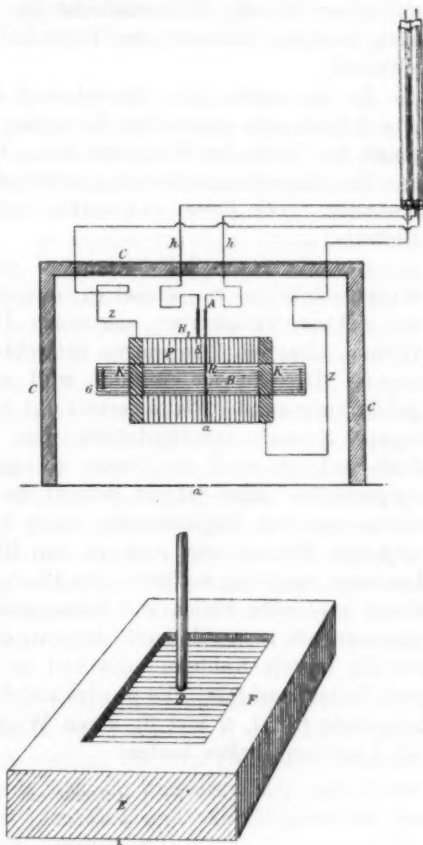


Fig. 2.

1) Wegen der großen Unsicherheit, welche bis jetzt noch trotz Anwendung der reinsten Materialien der absoluten Größe des Rotationskoeffizienten R anhaftet (Platten aus dem gleichen Stücke geschnitten zeigen z. B. bei Zahn die Werte $R = 5,80$ und $2,76$), wurde von einer genaueren Bestimmung der in Formel (I) eingehenden, von der Temperatur unabhängigen, absoluten Größen abgesehen und nur für möglichste Konstanz der in die relative Messung eingehenden Faktoren geachtet.

ist als der des gewöhnlichen Lötzinns. Die so vorbereiteten Platten wurden dann sorgfältig gereinigt. Um die Platten mit einer dünnen Wismutschicht zu versehen, erwies sich nach einigem Probieren das folgende Verfahren als äußerst praktisch.

In eine außen mit Eisenblech *E* bekleidete Gipsform *F* (Fig. 2 *b*) ist eine rechteckige Vertiefung eingeschnitten, welche genau die Größe der Glasplatte hat. Auf diese Weise gelingt es, die Glasplatte möglichst gleichförmig und allmählich zu erwärmen. (Die Form wird mittels Bunsenbrenners vorsichtig erhitzt.)

Bemerkt man, daß kleine auf der Glasplatte verteilte Wismutstückchen zu schmelzen anfangen, so hat die Platte die richtige Temperatur, um einen Überguß von flüssigem Wismut, ohne ein Zerspringen befürchten zu müssen, zu vertragen. Das flüssige Wismut wird nun mittels Glasspatel gleichförmig auf der Platte verteilt und dann ein kalter Messingstempel *S* rasch daraufgedrückt. Das überschüssige Wismut fließt dadurch nach den Seiten ab und eine ziemlich dünne, einigermaßen plane Schicht bedeckt die Platte, die am Glase ebenso wie am Kupferstreifen völlig fest haftet. Das überschüssige Wismut wird nun an den Rändern mit Feile oder Laubsäge vorsichtig entfernt. Die Platte selbst wird mit immer feiner werdenden Feilen und Schmirgelleinen plan geschliffen, was man am besten dadurch erreicht, daß man die Platte beständig mittels Kalibers mißt und an den einzelnen Stellen nach Bedarf nachfeilt. Es wurden auf diese Weise drei Platten hergestellt (Nr. 1, 2 und 3), deren Wismutschichten im Mittel die folgenden Dicken hatten:

Nr. 1 = 0,0303 cm

„ 2 = 0,0242 „

„ 3 = 0,0188 „

Die so hergestellten Platten *P* mußten sich unverrückbar im Luftschlitz des Magneten befestigen lassen. Zu diesem Ende wurden sie auf einer starken Glimmerplatte *G* (Fig. 2 *a*), die zwecks größerer Stabilität mit einer Einkantung von Kupferblech *C* versehen war, mittels zwei Glimmerstreifen *B* befestigt. Die Glimmerplatte hatte eine rechteckige Aussparung, in die

die Wismutplatten gerade hineinpaßten und in welcher die beiden Bänder sie unverrückbar festhielten. Die Hauptstromzuleitungen Z wurden mehrere Male durch die Glimmerplatte durchgefädelt und dann mit Wismut an die beiden Kupferstreifen K angelötet.

Vorversuche hatten gezeigt, daß es nicht möglich war, die Hall'sche Spannung direkt mittels zweier Kupferdrähte in a und b abzunehmen, da die bei der Erwärmung der Platte, vielleicht auch durch den thermomagnetischen Transversaleffekt (vgl. p. 84 und 89) auftretenden thermoelektrischen Störungen zu bedeutend wurden. Es wurden deswegen besondere Hallelektroden R und R_1 aus Wismut verfertigt und diese bis zum Punkte A geführt, und erst hier mit den Kupferdrähten h verschmolzen. Man hat so die Gewähr, daß die beiden Lötstellen zwischen Kupfer und Wismut auf einem Punkt gleicher Temperatur liegen und dadurch die entstehenden störenden thermoelektrischen Kräfte reduziert werden. Die Wismut-Hallelektroden bestanden aus dünnen Glasröhren, in welche flüssiges Wismut eingesogen worden war, an den Punkten a und b waren die aus den Röhren hervorragenden Wismutenden mit der Platte verschmolzen; durch vorsichtiges Berühren mit dem Lötkolben läßt sich dies leicht erreichen. Die Glimmerplatte G läßt sich in einem am Magneten angeschraubten Halter von oben hineinschieben. Die Zuleitungen h und Z werden durch vier Glasröhren nach oben aus dem Bade herausgeführt.

Nach Versuchen von Ettinghausen und Nernst¹⁾ darf das Verhältnis von Breite zur Länge ($\beta:\lambda$) der Platten nicht ganz willkürlich gewählt werden, denn im Fall einer zu breiten und kurzen Platte würde sich ein Teil der Hall'schen Potentialdifferenz vermittelt der Zu- und Ableitungstellen des Primärstromes ausgleichen.

Für Wismut fanden die Verfasser das Verhältnis $\beta/\lambda = \frac{2}{3}$ völlig ausreichend, um den vollen Effekt zu erhalten.

Bei den von mir verwendeten Platten hatte β/λ folgende Werte:

1) A. v. Ettinghausen u. W. Nernst, Exners Rep. 23. p. 97 u. p. 98. 1887.

$$\text{Nr. 1} \quad \frac{\beta}{\lambda} = \frac{1,95}{2,91},$$

$$\text{Nr. 2} \quad \frac{\beta}{\lambda} = \frac{2,18}{2,91},$$

$$\text{Nr. 3} \quad \frac{\beta}{\lambda} = \frac{1,81}{2,91}.$$

Wie man sieht, hält Platte Nr. 2 dieses Verhältnis nicht ganz ein, wie man aber unter Verwendung der Ettinghausenschen und Nernstschen Zahlen ersehen kann, würde dies den Rotationskoeffizienten um nicht ganz 3 Proz. zu klein erscheinen lassen.

2. Die Meßanordnung.

Fig. 3 zeigt uns die zur Erzeugung und Messung des Halleffektes dienenden Apparate.

Der Wechselstrom, welcher die Spulen *S* des Magneten *E* und die in seinem Luftschlitz befindliche Hallplatte *P* durchfließt, wurde von einem ca. 1 HP-Gleichstrom-Wechselstrom-Umformer von Siemens & Halske geliefert; *M* und *W* stellen in der Figur schematisch den Gleichstrommotor und die vierpolige Wechselstrommaschine dar. Dieselben sind durch eine Kuppelung *K* miteinander verbunden.

Da Schwankungen in der Tourenzahl des Motors und damit verbundene Änderungen der Frequenz des Wechselstromes sich durch die vorhandenen Vorschaltwiderstände nicht fein genug regulieren ließen, wurde eine auf einem Ringe der Kuppelung schleifende und vom Meßtisch aus mit Regulierschraube *Σ* einstellbare Bandbremse angewandt. Jede Änderung in der Frequenz des Wechselstromes ließ sich durch einen Hartmann-Kempfschen Frequenzmesser *F* erkennen.

Die Tourenzahl pro Minute der Wechselstrommaschine, welche dem Schwingen der mittleren Feder entsprach, betrug im Mittel aus 12 Beobachtungen 1223 Touren; die extremsten gemessenen Werte zeigten dabei Abweichungen von $\pm 1,5$ Proz. von diesem Mittelwert. Die Frequenz *n* ergab sich hiernach zu 40,8.

Die durch Magnet und Hallplatte fließende Stromstärke wurde durch ein Hitzdrahtampèremeter *J* von Hartmann und Braun (Meßbereich 0—10 Amp.) gemessen und betrug im

Mittel bei den Versuchen ca. 1—3 Amp. Ein Schubreostat σ gestattete die genauere Einstellung. Ein Hitzdrahtvoltmeter kontrollierte die Klemmspannung. Durch den Kommutator C war es möglich, den Sinn, in welchem der Wechselstrom nacheinander die Magnetspulen und die Hallplatte durchläuft, zu ändern. Ohne die Anwesenheit von störenden Thermoströmen müßte man für beide Kommutatorstellungen gleiche Werte der Hallischen Spannung E erzielen; da sich die Thermoströme jedoch trotz heftigen Rührens des Ölbad es an den

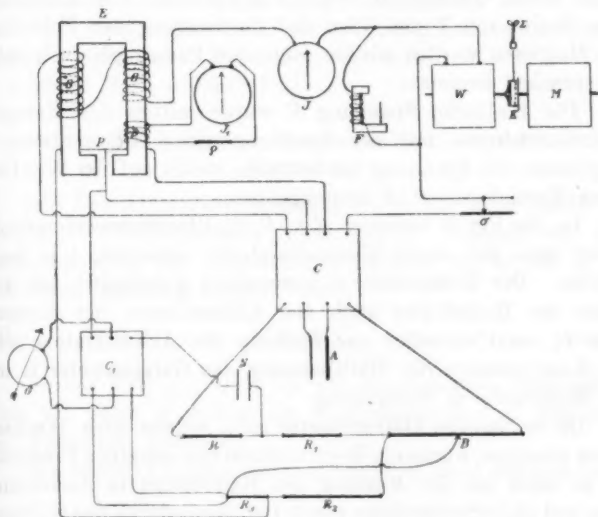


Fig. 3.

Wismutelektroden nie völlig beseitigen ließen, wurde stets der Sinn des Halleffektes kommutiert und der Mittelwert der Einstellungen genommen. In der Figur stellt uns E den Magneten dar. Dieser, von Schuckert & Co. in Nürnberg bezogen, bestand aus bestem (Lamellen-)Eisen.

Die einzelnen Stücke, aus denen er zusammengesetzt war, waren durch kräftige Messingschrauben miteinander verbunden, so daß sich jedenfalls ein guter magnetischer Schluß erzielen lassen mußte. Um ihn zu kontrollieren, befand sich auf einem

Schenkel eine Spule D in Verbindung mit einem Hitzdraht-ampèremeter J_1 mit einem Meßbereich von $0-0,3$ Amp., welches unter Zwischenschaltung eines geeigneten selbstinduktionsfreien Widerstandes ρ stets den durch den Eisenkern hindurchgehenden magnetischen Fluß angab. Bei allen Versuchen wurde auf gleiche Einstellung von J_1 geachtet.

Die Erregerspulen S des Magneten bestanden aus ungeleimtem Holz und waren mit Seide umsponnenem Kupferdraht von $1,2$ mm Durchmesser bewickelt. Der Eisenkern hatte einen Querschnitt von $5,1 \times 3,9$ mm. Der Luftschlitz eine Breite von 7 mm. Auf die Bestimmung der Feldstärke des Magneten werden wir im folgenden Paragraph noch näher zu sprechen kommen.

Die Hallische Spannung E wurde mittels des Kompensationsverfahrens mit der Spannung eines Akkumulators A verglichen; die Spannung des letzteren wieder auf ein Westonsches Normalelement N zurückgeführt.

In der Fig. 3 bedeuten $R R_1 R_2 R_3$ Rheostatenwiderstände, B ist eine mit einem Konstantendraht versehene, 1 m lange Brücke. Der Kommutator C kommutiert gleichzeitig mit dem Sinne des Halleffektes auch den Akkumulator; der Kommutator C_1 setzt entweder zur Eichung des Akkumulators oder zur Kompensation der Hallspannung das Galvanometer G mit der Meßbrücke in Verbindung.

Da es manche Galvanometer gibt, welche auch Wechselstrom anzeigen, wurde ein Wechselstrom von derselben Frequenz, wie er auch bei der Messung des Halleffektes in Anwendung kam, und einer Stromstärke von $8 \cdot 10^{-5}$ Amp. durch das Galvanometer geschickt. Dieser Strom hatte ungefähr dieselbe Größenordnung wie ein derivierter Strom, welcher durch eine Verschiebung der Hallelektroden um 5 mm von einer Äquipotentiallinie im Galvanometerkreise entstanden wäre. Dieser Strom übte auf das Galvanometer keinen in Betracht kommenden Einfluß aus, wie die folgenden Zahlen beweisen.

$$NP = 501$$

$$\text{Wechselstrom von } 8 \cdot 10^{-5} = 502$$

Bezeichnen wir mit A die Spannung des Akkumulators, mit N die Spannung des Normalelementes in Volt, mit $R_1 R_2 R_3$ bekannte Rheostatenwiderstände in Ohm; mit a bez. a_1 die

Nullstellungen der Brücke in Millimetern, wenn wir entweder die Spannung des Normalelementes oder die Hallspannung mit dem Akkumulator vergleichen, so erhalten wir die nachstehende Formel für E , wenn wir unter λ den Reduktionsfaktor der Brücke (gleich Widerstand eines Millimeters in Ohm) verstehen und berücksichtigen, daß $R_2 + R_3$ groß gegen $a_1 \lambda$ ist:

$$(II) \quad E = \frac{N a_1 \lambda R_2}{(R_2 + R_3)(R_1 + a \lambda)}.$$

Der durch R_2 und R_3 gebildete Nebenschluß ist bei der Kompensation der Hallspannung erforderlich, da E nicht direkt mit A vergleichbar ist. Die in (II) eingehenden konstanten Größen hatten dabei folgende Zahlenwerte: $N = 1,019$ Volt; $R_1 = 26,02 \Omega$; $\lambda = 0,00241 \Omega$.

3. Die Bestimmung der Feldstärke im Luftschlitz des Magneten.

Die Feldstärkenbestimmung geschah mit einer Spule von bekannter Windungsfläche (Normalspule). Bringen wir eine solche Spule in ein magnetisches Feld H , so ist die in ihr induzierte Spannung gegeben durch

$$(III) \quad N = f \frac{dH}{dt}.$$

Formel (III) gilt auch für ein magnetisches Wechselfeld, wenn wir unter N und H die Momentanwerte von Spannung bez. Feldstärke verstehen.

Die effektive induzierte Spannung \mathfrak{N} ist dann gegeben durch

$$\mathfrak{N} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T N^2 dt} = f \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dH}{dt} \right)^2 dt}.$$

T bezeichnet die Dauer einer ganzen Periode. Die Auswertung des letzten Ausdruckes ergibt, wenn wir unter $n = 1/T$ die Frequenz des Wechselstromes verstehen und berücksichtigen, daß der Effektivwert der Feldstärke \mathfrak{H} gleich dem Maximalwerte \mathfrak{H}_0 dividiert durch $\sqrt{2}$ ist

$$(IV) \quad \begin{aligned} \mathfrak{N} &= f \mathfrak{H}_0 2 \pi n, \\ \mathfrak{H} &= \frac{\mathfrak{N}}{2 \pi n f}. \end{aligned}$$

Die Spule von bekannter Windungsfläche bestand aus einem rechteckigen Schiefertäfelchen von den Dimensionen: Länge 4 cm, Höhe 2,7 cm, Dicke 0,35 cm. (Die Spule mußte diese kleinen Dimensionen haben, um sich genau an Stelle der Wismutplatte in den Luftspalt des Magneten bringen zu lassen). Rings um die Spule war eine Nut von rechteckigem Querschnitt eingefeilt. In dieser Nut wurde umspannener Kupferdraht aufgewunden. Die Windungsfläche wurde durch Ausmessung mittels Kalibers bestimmt und ergab sich zu 203 qcm.

Das Schiefertäfelchen wurde ebenso wie die Wismutplatten auf einer Glimmerunterlage befestigt und ließ sich ebenfalls in den am Magnet befestigten Halter hineinschieben.

Um den Effektivwert \mathcal{R} der in der Spule induzierten Spannung zu bestimmen, schlug ich folgendes Verfahren ein:

Durch Vergleich der Stromstärken, die eine bekannte effektive Wechselstromspannung bez. die in der Spule induzierte effektive Spannung \mathcal{R} in einem Spiegeldynamometer hervorrufen, läßt sich \mathcal{R} bestimmen. Um die Messung zu vereinfachen, war die Methode so einzurichten, daß man von der Selbstinduktion, dem inneren Widerstand, Reduktionsfaktor, Unsymmetrie des Dynamometers unabhängig ist und auch Selbstinduktion und Widerstand der Normalspule nicht in die Rechnung gehen. Da nur eine Wechselstromquelle (Umformer) von hoher Spannung, über 100 Volt, zur Verfügung stand, so mußte man die bekannte Wechselstromspannung durch Abzweigen von einem genügend großen Widerstand herstellen und das Dynamometer im Nebenschluß benutzen.

Es seien in der nachstehenden Fig. 4a R und w_1 selbstinduktionsfreie Rheostatenwiderstände, R ist viel größer als w_1 (ca. 1000:6), von w_1 sei nach dem Dynamometer D , dem noch die im Luftschlitz des unerregten Magneten befindliche Normalspule f vorgeschaltet ist, abgezweigt; w_2 und p_2 sei der Ohmsche Widerstand bez. Selbstinduktion dieses Zweiges (Spule + Dynamometer).

V bezeichne in der Figur ein Hitzdrahtvoltmeter, welches die Spannung V an den Enden von $R + w_1$ abzulesen gestattet, ϱ endlich sei ein Widerstand, welcher nur den Zweck hat, die Klemmspannung der Maschine herabzusetzen.

Ist nun J_0 die durch R fließende effektive Stromstärke, so berechnet sich die durch den Dynamometerkreis fließende Stromstärke J_2 nach der Formel

$$J_2 = \frac{J_0 w_1}{\sqrt{(w_2 + w_1)^2 + (2 \pi n p_2)^2}} = C \sqrt{\alpha''}.$$

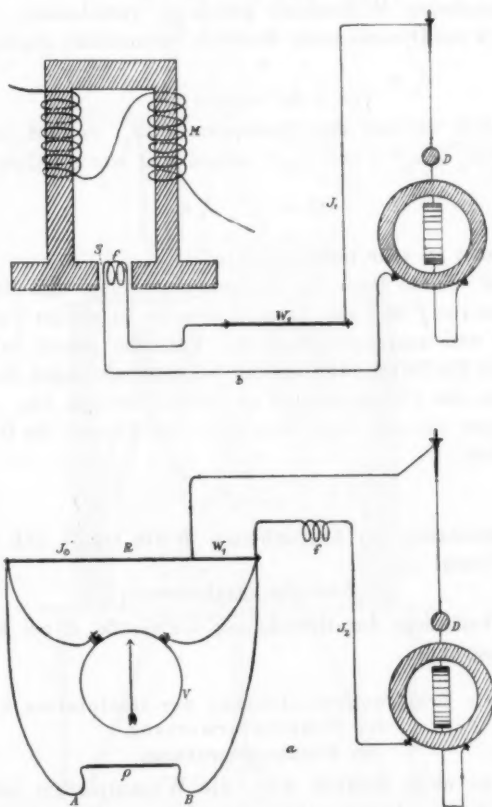


Fig. 4.

C ist der Reduktionsfaktor des Dynamometers, α'' sein Ausschlag.

Fig. 4b zeigt uns die Normalspule im Luftschlitz des erregten Magneten M in Verbindung mit dem Dynamometer.

w_2 und p_2 möge in diesem Fall wieder Ohmscher Widerstand und Selbstinduktion vom Dynamometer + Normalspule bedeuten; um jedoch die Methode von Widerständen, Selbstinduktion und Dynamometerkonstanten unabhängig zu machen, müssen wir in diesem Falle (b) dem Dynamometer einen selbstinduktionsfreien Widerstand gleich w_1 vorschalten, dann ist die durch das Dynamometer fließende Stromstärke gegeben durch

$$J_1 = \frac{\mathfrak{R}}{\sqrt{(w_1 + w_2)^2 + (2\pi n p_2)^2}} = C \sqrt{\alpha'}.$$

Bilden wir nun den Quotienten J_1/J_2 , so fällt das ganze Glied $\sqrt{(w_1 + w_2)^2 + (2\pi n p_2)^2}$ heraus und wir erhalten

$$\mathfrak{R} = \frac{\sqrt{\alpha'}}{\sqrt{\alpha''}} J_0 w_1.$$

Man macht α' sehr nahe gleich α'' .

Man könnte gegen die Methode einwenden, daß die Selbstinduktion von f im Falle (b) nicht dieselbe ist wie im Falle (a) — erregter und unerregter Magnet. Versuche jedoch hatten gezeigt, daß die Selbstinduktion der Normalspule gegen die Selbstinduktion des Dynamometers zu vernachlässigen ist.

Setzen wir den Wert von \mathfrak{R} in die Formel für \mathfrak{S} ein, so ergibt sich

$$(V) \quad \mathfrak{S} = \frac{J_0 w_1}{2\pi n f} \frac{\sqrt{\alpha'}}{\sqrt{\alpha''}}.$$

Unter Benutzung der beobachteten Werte ergibt sich \mathfrak{S} nach dieser Formel zu

890 abs. Einheiten.

Dieser Wert liegt der Berechnung der Größe R bei Kurve 1 und 2 zugrunde.

4. Die Erhitzungsvorrichtung der Hallplatten und die Temperaturmessung.

a) Erhitzungsvorrichtung.

Da es nicht möglich war, die Wismutplatten allein im Luftschlitz zu erhitzen, ohne stets Inkonzanz und schlechte Temperaturverteilung befürchten zu müssen, außerdem sich im 7-mm engen Luftschlitz des Magneten keine Erhitzungsvorrichtung anbringen ließ, so wurde der ganze Magnet mit Spulen auf die gewünschte höhere Temperatur durch elektrische und Gasheizung gebracht.

Als Erhitzungsflüssigkeit in dem Temperaturbade wurde Vaselineöl verwendet. Es war nämlich die Anwendung einer

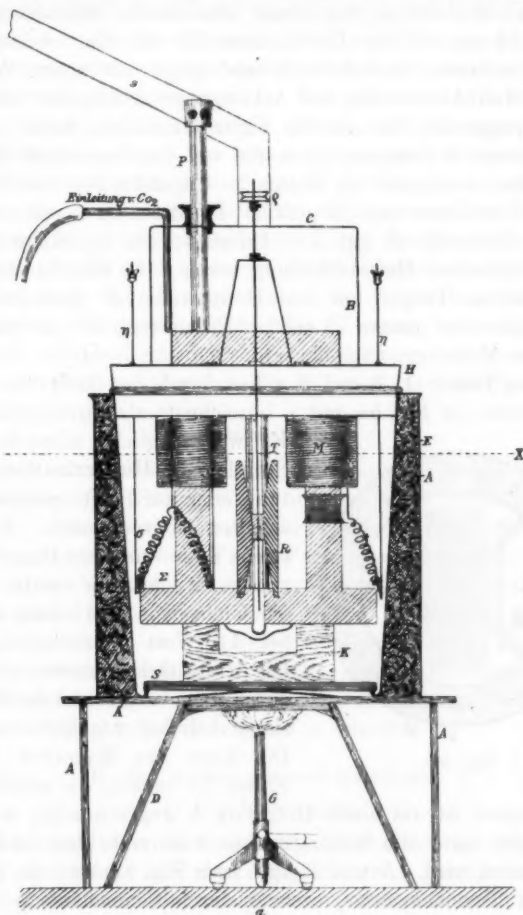


Fig. 5.

isolierenden Flüssigkeit erforderlich, weil der Erregerstrom und der Hallstrom durch nicht isolierende Flüssigkeiten stets Nebenschlüsse erhalten hätten. Das Öl erwies sich auch bei

280° als vollständig isolierend. Fig. 5 zeigt uns die ganze Erhitzungsvorrichtung (a) im Durchschnitt und (b) im Querschnitt. *E* stellt in (5a) einen emaillierten Eisenblecheimer (Höhe 33 cm, lichter Durchmesser 32 cm) dar, welcher auf einem eisernen Dreifuß *D* stehend rings mit einem Wärmeschutz von Asbestwolle und Asbestpappe *A* umgeben ist. Die Asbestpappe ist, wie auf der Figur ersichtlich, auch um den Gasbrenner *G* fortgesetzt, um die von ihm zugeführte Wärme möglichst zusammen zu halten.¹⁾ Ungefähr bis zur Höhe χ wurde der Eimer mit Öl gefüllt. In dieses Öl ragen oben an einem Holzringe *H* (vgl. 5b) befestigt, die Spiralenträger σ der elektrischen Heizvorrichtung herein. In Fig. 5a sind nur fünf solcher Träger mit den Heizspiralens Σ gezeichnet; es waren aber im ganzen 13 solcher Träger (vgl. 5b) peripherisch auf dem Holzringe angeschraubt.

Die Träger 1, 2 und 8 gehen durch den Holzring durch und dienen (in Fig. 5a mit η bezeichnet) als Stromzuführung.

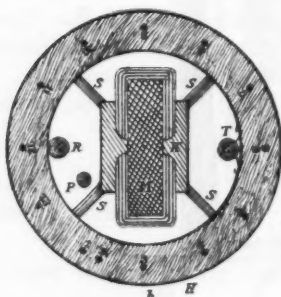


Fig. 5b.

Es war möglich, entweder alle Spiralen in Hintereinanderschaltung oder zur Hälfte parallel geschaltet zu verwenden. Im ersten Falle wurde ein Hauptstrom von ca. 5 Amp., im zweiten Falle ein solcher von ca. 17 Amp. erzielt bei 110 Volt Betriebsspannung. Die Stromstärke konnte außerdem durch einen vorgeschalteten Widerstand beliebig reguliert werden. Die Lage des Magneten *M* im Eimer ist in Fig. 5a ersichtlich.

Der Magnet ist auf einen Holzklötz *K* angeschraubt, welcher seinerseits durch die Messingstreben *S* unverrückbar im Eimer festgehalten wird. *R* und *T* (vgl. auch Fig. 5b) sind ein Flügel und ein Turbinenrührer, welche durch Schnurläufe ρ durch zwei Gleichstrommotoren angetrieben werden. Die Turbine schafft dabei fortwährend Öl aus den unteren Schichten nach oben, während *R* (in der Figur zu hoch gezeichnet, um den

1) Später erwies sich eine einfache um den Topf herumgelegte Asbestpappe als genügender Schutz.

Luftschlitz des Magneten erkennen zu lassen) für eine gute Durchrührung des Öles in der Nähe der Wismutplatte sorgt. Als oberer Abschluß wird auf dem Holzring eine Blechkappe *C* mit dem Abzugsrohr *s* gesetzt, welche mit entsprechenden Öffnungen versehen ist, um das Platinthermometer *P*, die Zuleitungen zum Magneten und zur Hallplatte und die Rührerachsen hindurchgehen zu lassen. Sämtliche Zuleitungen waren in Glasröhren verlegt. Da leider bei einem Vorversuch das ganze Bad zu brennen anfang, das Öl ist bei der hohen Temperatur sehr leicht entzündlich, so wurde im weiteren Verlauf der Arbeit für möglichst gute Abdichtung des Topfes gesorgt. Außerdem wurde auch stets ein Kohlensäurestrom durch ein Röhrchen über das Öl eingeleitet. Die Anwendung des Gasbrenners *G* neben der elektrischen Heizung hatte sich als praktisch erwiesen, um den schon erwähnten, neben dem Hallstrom auftretenden störenden Thermostrom zu beseitigen.

b) Temperaturmessung.

Die Messung der Temperatur geschah mittels eines Platinthermometers (auf Glimmerkreuz aufgewickelter Platindraht im Glasrohr). Das Platinthermometer in Verbindung mit einer Wheatstoneschen Brücke mit Vorschaltwiderständen wurde direkt durch bekannte Temperaturen geeicht; die bekannten Temperaturen stellte ich mir durch Bäder von Wasser, Wasserdampf, Naphthalin und Diphenylamindampf her. Die so erhaltenen zusammengehörigen Werte von Brückeneinstellung und Temperatur wurden in einer Kurve vereinigt und diese wieder zur graphischen Interpolation benutzt.

B. Die Messungen und Resultate.

a) Die Messungen.

Der Gang einer Messung gestaltete sich nun folgendermaßen. Zunächst wird der Akkumulator *A* geschlossen, um möglichst konstante Spannung anzunehmen. Hierauf werden beide Rührer in Tätigkeit gesetzt und es wird längere Zeit gerührt, bis man sicher sein kann, daß alle Teile im Bade auch wirklich die gewünschte Temperatur angenommen haben, dann die Temperatur abgelesen, die Wechselstrommaschine in Gang gesetzt, mittels der Bremse auf genau die gewünschte

Frequenz (Schwingen der mittleren Feder) eingestellt, der Schieberrheostat σ so lange verschoben, bis an der Kontrollspule D das Hitzdrahtinstrument genau die gewünschte Stromstärke anzeigt; die Hall'sche Spannung für die Kommutatorstellungen (C) I, II, I kompensiert und wieder die Temperatur abgelesen.

Wie ich mich mehrfach überzeugt habe, übte der Heizstrom auf die Temperatur- und Halleffektmessung keinerlei störende Wirkung aus, so daß man zur Vermeidung zu großer Abkühlung des Bades die Heizstromleitung eingeschaltet lassen konnte. Der Strom wurde aber dann während einer Messung so schwach gestellt, daß die Temperatur während derselben annähernd konstant blieb.

Bei jeder Kurve wurden mindestens 20 Punkte aufgenommen, manche Teile in aufsteigendem und absteigendem Aste.

Bei den Kurven 1 und 2 bedeutet E den Wert der Hall'schen Spannung, welche genau auf eine Stromstärke von 0,15 Amp. am Kontrollhitzdrahtampèremeter J_1 , also auch auf konstanten Hauptstrom J bezogen ist. Bei den starken Schwankungen in der Betriebsspannung der Wechselstrommaschine reichte der Widerstand σ nicht immer aus, um den Hauptstrom J so konstant zu erhalten, um immer auf $J_1 = 0,15$ Amp. einstellen zu können. Es wurde deshalb bestimmt, um wieviel sich die Hall'sche Spannung prozentisch ändert, wenn beispielsweise J_1 um einen Skalenteil von 0,15 an gerechnet steigt oder sinkt. Indem man nun auf den gewünschten Wert 0,15 interpoliert, ist E und somit auch R stets auf die gleiche Stromstärke bezogen.

Die Widerstandserhöhung der Kontrollspule D mit wachsender Temperatur mußte die Werte von E , wenn man nach wie vor auf 0,15 Amp. einstellt, zu hoch erscheinen lassen, es wurde deshalb diese Korrektur durch Vergrößerung des Vorschaltwiderstandes ρ um einen geeigneten bekannten Wert empirisch bestimmt und bei Kurve 1 und 2 stets in Anrechnung gebracht.

Die maximalen Schwankungen des Hauptstromes betrugen ca. 3 Proz.

In den folgenden Tabellen sind nun die Werte für E , R und t in der Reihenfolge, wie sie auch beobachtet wurden, zusammengestellt.

Wie schon früher bemerkt, wurde auf den absoluten Wert der Größe R wegen der großen Unsicherheit, welche bis jetzt noch aus unbekannten Gründen derselben anhaftet, weniger Gewicht gelegt, die in Formel (I) angegebenen absoluten Größen $\delta J \S$ sind deswegen auch weniger genau bestimmt (J auf ca. 5 Proz.¹⁾, \S auf ca. 2,5 Proz. und δ auf ca. 6 Proz.). Ich sorgte hauptsächlich für möglichste Konstanz derselben während der einzelnen Messung.

Berechnet wurde die Größe R nach Formel (I) bei Kurve Nr. 1 und Platte Nr. 3 unter Zugrundelegung der beobachteten Werte:

$$J = 10^{-1} \text{ abs. Einh.}, \quad \S = 890 \text{ abs. Einh.}, \quad \delta = 0,0188 \text{ cm.}$$

Tabelle 1.

Kurve Nr. 1. Platte Nr. 3. $\S = 890$ C.G.S.

Nr.	$E_{\text{abs.}}$	$R_{\text{abs.}}$	$t_{\text{Cols.}}$	Bemerkungen
1	27400	5,78	14,5	
2	19600	4,14	56,5	
3	16200	3,43	84	
4	13400	2,83	104	
5	10800	2,29	132(5)	
6	7680	1,62	119(5)	
7	5250	1,11	249	
8	5540	1,17	239	
9	6220	1,31	231	
10	5570	1,18	247	
11	5330	1,12	253	
12	5100	1,08	259	
13	4770	1,01	263	
14	5360	1,13	257	
15	5630	1,19	246(5)	
16	5610	1,19	250	
17	5280	1,12	256	
18	4790	1,01	262	
19	4630	0,98	266	
20	2990	0,63	269	
21	1960	0,41	270	} Schmelzpunkt der Platte
22	1170	0,25	270	

1) Die Stromstärke ließ sich leider nicht sehr genau ablesen, weil das Meßbereich des Ampèremeters bis 10 Amp. reichte.

Punkt 20 der Kurve darf noch als sicher angenommen werden, während bei 21 und 22 das Rotationsvermögen so rapid abnimmt, daß eine sorgfältige Kompensation von E nicht mehr möglich ist, immerhin lassen 21 und 22 erkennen, daß R auch während des Schmelzens Werte hat, die von Null noch deutlich verschieden sind.

Tabelle 2.

Kurve Nr. 2. Platte Nr. 1.

 $J = 10^{-1}$ abs. Einh., $\xi = 890$ abs. Einh., $\delta = 0,0303$ cm.

Nr.	$E_{\text{abs.}}$	$R_{\text{abs.}}$	$t_{\text{Cels.}}$	Bemerkungen
1	15500	5,28	14,5	
2	15500	5,28	14,5	
3	12500	4,26	41,5	
4	10100	3,44	67,0	
5	8930	3,04	83,0	
6	7540	2,57	104	
7	6230	2,12	125	
8	4170	1,42	189	
9	3640	1,24	212(5)	
10	3460	1,18	223	
11	3260	1,11	239	
12	3090	1,05	249	
13	3060	1,04	255	
14	2860	0,97	259	
15	2980	1,02	259(5)	
16	2860	0,97	263	
17	2780	0,95	267	
18	2430	0,83	269	
19 }	2250	0,77	270	Schmelzpunkt der Platte
20 }				

Bei dieser Kurve sind Messung 19 und 20 (sie ergaben bei konstanter Temperatur denselben Wert für R) noch als sicher anzusehen. Leider schmolz eine der Hallelektroden zuerst ab, so daß sich die ganz kleinen Werte von R wie bei Kurve Nr. 1 (Messung 21 und 22) nicht mehr beobachten ließen.

- b) Vergleich der gefundenen Kurven untereinander und mit den von anderen Beobachtern gefundenen Resultaten.

Die zugehörigen Werte von R und t findet man in den auf der beigegeführten Tafel befindlichen Kurven vereinigt. Um die Kurven nicht zu flach erscheinen zu lassen, multiplizierte ich die Werte von R mit 50.

Bei Platte Nr. 3 (Kurve Nr. 1, Tafel A) wurde das Drehungsvermögen zunächst mit steigender Temperatur bis 263° verfolgt, dann ließ ich wieder bis 247° abkühlen, um schließlich unter stets steigender Temperatur die Platte durchzuschmelzen.

Platte Nr. 1 (Kurve Nr. 2, Tafel A) wurde nur bei ansteigender Temperatur untersucht.

Bei genau 270° waren alle meine Platten geschmolzen, bei Kurve 1 (sie endet bei Punkt a) ließen sich noch sehr kleine Werte von R wenigstens der Größenanordnung nach beobachten; der kleinste Wert bei Kurve 2 liegt bei b , hier schmolz, wie schon bemerkt, leider zuerst eine Hallelektrode, so daß weitere Beobachtungen von R nicht mehr möglich waren; immerhin tritt der sehr deutliche Abfall von R in die Nähe des Schmelzpunktes zutage.

Wie man sieht, sind bei Kurve Nr. 1 und 2 die Abweichungen der einzelnen Messungen recht gering (maximale Abweichung vom Mittelwert bei hoher Temperatur ca. 5 Proz.).

Wahrscheinlich müßte sich theoretisch ein scharfer Knick beim Schmelzpunkt folgern lassen, da ja beim Schmelzpunkt eine kristallinische Substanz plötzlich in die amorphe Modifikation übergeht (vorausgesetzt natürlich, daß die Größe des Drehungsvermögens von der Metallstruktur beeinflußt wird). Praktisch jedoch erfolgt das Schmelzen eines ausgedehnten Körpers nicht völlig gleichzeitig auf allen seinen Teilen, was dann ein allmählicheres Heruntergehen von R in der Nähe des Schmelzpunktes zur Folge hätte. Da außerdem noch nicht genügend festgestellt ist, inwieweit ganz geringe (der chemischen Analyse nicht mehr zugängliche) Verunreinigungen des Materials die Größe von R modifizieren (offenbar weit mehr wie beim elektrischen Widerstande), so wäre es auch denkbar, das Fehlen eines scharfen Knickes dem Einflusse solcher Verunreinigungen zuzuschreiben, immerhin geht aus den vorliegenden Kurven deutlich hervor, daß die Abnahme von R an der Stelle des

Schmelzpunktes selbst eine außerordentlich viel stärkere ist, wie dicht davor.

Gehen wir nun daran, die von mir gefundenen Resultate mit denen anderer Beobachter an Hand der Kurventafel *B*¹⁾ zu vergleichen.

Kurve 1, 2 und 3²⁾ sind die von mir beobachteten Kurven (Kurve 3 stellt allerdings nur ihren vermeintlichen Lauf dar). Kurve 4 und 5 wurden von Lebrecht für Wismutplatten erhalten (vgl. Einleitung). Kurve 4 schließt sich besonders im höheren Intervall ziemlich gut meinen Beobachtungen an. Kurve 5 zeigt jedoch schon deutliche Abweichung, besonders das Maximum bei ca. -30° ist sehr eigentümlich; die Platte hat, wie schon erwähnt, zunächst positiven, dann negativen Temperaturkoeffizienten, auch nähert sie sich im Gegensatz mit Kurve 4, die offenbar asymptotisch einem Grenzwerte zustrebt, weit schneller dem Nullwerden von *R*.

Kurve 6 stellt die von van Everdingen gefundene Abhängigkeit zwischen Rotationsvermögen und Temperatur dar, sie schließt sich im untersuchten Intervall gut meinen Beobachtungen an; auch läßt sie bis -180° noch kein Maximum erkennen.

Kurve 7 zeigt uns das Rotationsvermögen der von v. Ettinghausen und Nernst untersuchten Wismutplatte Nr. 2 unter dem Einfluß der Temperatur. Allerdings ist das Temperaturintervall 100° wohl etwas zu klein gewählt.

1) Die Kurven der Tafel *B* stammen von nachstehenden Autoren:

- | | | |
|---|-------------|--------------------|
| 1 | Kurve Nr. 1 | } von Traubenberg. |
| 2 | " Nr. 2 | |
| 3 | " Nr. 3 | |

Ord.-R. $\times 50$ Absz. Temp. in Cels.-Graden.

- | | | | |
|---|-------|----------------|-----------|
| 4 | Kurve | } von Lebrecht | Platte I. |
| 5 | " | | " II. |

Ord.-R. $\times 220$ Absz. Temp. in Cels.-Graden.

- 6 Kurve von Everdingen.

Ord.-R. $\times 10$ Absz. Temp. in Cels. Graden.

- 7 Kurve von Ettinghausen u. Nernst, Platte II.

Ord.-R. $\times 25$ Absz. Temp. in Cels.-Graden.

- 8 Verbindung der von Drude u. Nernst gefundenen Zahlen.

Ord. = $200 \times$ einem relativen Maß für *R*.

2) Kurve 3 stellt nur einen Vorversuch dar, der wegen seines etwas abweichenden Verhaltens in der Nähe des Schmelzpunktes in die Kurventafel *B* aufgenommen wurde.

Der Linienzug 8 endlich verbindet die von Drude und Nernst gefundenen Zahlen, welche sie bei dem erstarrten, auch flüssig untersuchten Wismut erhalten hatten. Auch hier wieder bis $+100^{\circ}$ zunächst positiver, dann negativer Temperaturkoeffizient.

Leider sind die Theorien, die sich mit dem Hall'schen Phänomen beschäftigen, bis jetzt noch, wie schon erwähnt, zu keinem befriedigenden Abschlusse gebracht worden, es ist deshalb in der vorliegenden Arbeit auch darauf verzichtet worden, die gefundenen Resultate irgendwie theoretisch zu deuten.

Fassen wir zum Schluß die experimentellen Ergebnisse der Arbeit nochmals kurz zusammen:

1. Es wird der Halleffekt beim Wismut in seiner Abhängigkeit von der Temperatur im Intervall Zimmertemperatur-Schmelzpunkt an drei verschiedenen Platten untersucht.

2. Es wird dabei zum ersten Male die von Hrn. Th. des Coudres ausgearbeitete Methode, das Hall'sche Phänomen mittels Wechselstrom zu erzeugen, angewendet und hat sich dieselbe, um das in der Arbeit verfolgte Ziel durchzuführen, als in hohem Maße zweckmäßig erwiesen.

3. Alle drei Platten zeigen im ganzen untersuchten Intervall negativen Temperaturkoeffizienten des Drehungsvermögens.

4. Es zeigt sich an zwei Platten, daß das Rotationsvermögen des Wismuts mit steigender Temperatur zunächst rasch bis etwa 150° , dann langsamer abnimmt, von etwa 260° an wieder schneller und am Schmelzpunkt 270° rapid sinkt. Bei einer dritten Platte (Vorversuch) zeigt sich schon bei 260° ein rapides Sinken von R , welches bis 267° wieder allmählicher wird und dann beim Schmelzpunkt 270° wieder eintritt.

Es sei mir gestattet, meinem hochverehrten Lehrer Hrn. Prof. Dr. Wien für die Anregung und das überaus freundliche Interesse, das er stets meiner Arbeit entgegenbrachte, meinen allerwärmsten Dank auszusprechen. Auch Hrn. Privatdozenten Dr. Harms möchte ich noch für manchen guten Rat danken.

(Eingegangen 26. März 1905.)

5. *Versuche über Blondlots „Émission pesante“; von Rudolf F. Pozděna.*

Im Verlaufe des Jahres 1904 veröffentlichte der französische Physiker M. R. Blondlot in den „Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'académie des sciences“¹⁾ eine Reihe von Beiträgen über eine von ihm entdeckte Erscheinung, die an einigen Körpern zu konstatieren sei, und welche er mit dem Namen „Émission pesante“ bezeichnet. Bei derselben handelt es sich um ein ganz gleiches Verhalten einer lumineszenten Lichtquelle — z. B. des Calciumsulfids — wie bei Einwirkung der gleichfalls von ihm entdeckten, noch keineswegs allgemein als existierend anerkannten *N*-Strahlen. Ein solches Präparat soll nämlich die Eigenschaft aufweisen, stärker aufzuleuchten, wenn es von den Strahlen der „Émission pesante“ getroffen wird. Blondlot hat aber nicht bloß jenes Aufleuchten konstatiert, sondern auch eine Anzahl Experimente ausgeführt, welche ihn auf ganz bestimmte, darunter auch magnetische Eigenschaften der „Émission pesante“ geführt haben, welche in den unten zitierten Abhandlungen auch angegeben und beschrieben sind.

Angeregt und unterstützt durch Ratschläge von Seite des Hrn. k. k. Regierungsrates W. Marek hat nun der Verfasser eine Anzahl Versuche angestellt, welche keineswegs die Richtigkeit des Ergebnisses der verschiedenen Experimente Blondlots prüfen, sondern einfach darüber Klarheit verschaffen sollten, ob es auf Richtigkeit beruhe, daß ein Beobachter wirklich und ohne Beihilfe einer gewissen Autosuggestion dann und nur dann ein

1) M. R. Blondlot, *Compt. rend.* 138. p. 1473 u. p. 1676. 1904; 139. p. 22. 1905. Bezüglich desselben Gegenstandes außer dem in derselben Zeitschrift vgl. M. J. Meyer, *Compt. rend.* 139. p. 320. 1905. Endlich bezüglich der *N*-Strahlen und „analoger Wirkungen“ vgl. M. R. Blondlot, *Compt. rend.* 139. p. 114. 1905 und M. E. Bichat, *Compt. rend.* 139. p. 254. 1905.

Stärkeraufleuchten eines lumineszenten Präparates beobachtet, wenn dieses Präparat der „Émission pesante“ ausgesetzt ist.

Hr. Blondlot benutzte nach seinen Angaben in den zitierten Artikeln eine Silbermünze — ein Zweifrankstück.¹⁾ Statt dieser könne man, seiner Angabe nach, auch anderes Material, z. B. Kupfer, Zink, Blei, nassen Karton²⁾ etc. verwenden. Andere Materialien, z. B. Gold, Platin, Glas, trockener Karton etc. erzeugen keine Wirkung.³⁾ Eine merkwürdige Eigenschaft zeigt sich speziell am Blei. Nach Hrn. Blondlots Angabe³⁾ sendet frisch geputztes Blei die „Émission pesante“ aus, während ein durch langes Lagern an der Luft matt gewordenes Blei inaktiv ist.

Ich habe zu meinen Versuchen, deren Zweck in obigem bereits dargelegt wurde, einen Silbergulden⁴⁾ als Aussendungsquelle der „Émission pesante“ verwendet. Um vollständig von subjektiven Momenten, die eventuell durch die manuellen Vorrichtungen bei dem Experiment eine Rolle spielen könnten, unabhängig zu werden, wurde die im folgenden dargelegte Experimentiermethode gewählt.

In einer Kammer, die absolut lichtlos, aus Ziegelmauerwerk ohne jedes Fenster bestehend, ihren einzigen Eingang durch eine Türe von einer Dunkelkammer für photographische Zwecke hat, wurden in Tischhöhe an den zwei gegenüberliegenden Seiten zwei Leisten angenagelt, über welche ein langes, mit Packpapier überzogenes Brett gelegt wurde. Dieses Brett wurde an die Leisten nicht befestigt, um es in der Längsrichtung derselben verschieben zu können.

In der Höhe von 2 m über dem Fußboden wurden analog zu den zwei in Tischhöhe befindlichen Holzleisten ebenfalls zwei solche angebracht, auf welchen sich ein dem ersten mit Papier überzogenes Brett vollkommen gleiches, jedoch nicht überzogenes Brett verschieben ließ.

Dieses letztere wurde mit einem mittels Bleistift gezogenen Quadratnetze von 5 cm Seitenlänge der einzelnen Quadrate überzogen. In jedem Eckpunkt dieser Quadrate

1) Auch ein Fünffrankstück.

2) Vgl. M. R. Blondlot, Compt. rend. 138. p. 1474. 1904.

3) Vgl. M. R. Blondlot, Compt. rend. 139. p. 22. u. 23. 1905.

4) Durchmesser: 29,0 mm, Dicke: 1,8 mm.

wurde ein Häkchen zur Aufhängung der in dem folgenden beschriebenen Vorrichtung angebracht.

Diese Vorrichtung bestand aus einem quadratischen Brettstückchen aus trockenem Holze von 10 cm Seitenlänge und 2 cm Dicke. In der Mitte dieses quadratischen Brettchens *B* (vgl. Fig. 1) befand sich ein kreisrundes Loch von 4 cm Durchmesser.



Fig. 1.

In dieses Loch wurde mittels einer dreiarmigen Messingdrahtklammer *K* der Silbergulden *S* hineingehängt. Auf der Unterseite des Brettchens wurde ein löffelförmiger Bleischieber *L* aus einem 4 mm starken, sehr bedeutend matten Bleiblech, um eine Schraube *s* drehbar, angebracht. Gleichfalls an der Unterseite des quadratischen Brettchens *B* befinden sich auch die beiden Grenzschauben g_1 und g_2 , welche dazu dienen, damit im Finsternen der Bleilöffel *L* verstellt werden kann, so daß einmal die kreisrunde Bohrung im Brettchen sicher völlig geschlossen ist, und das andere Mal, beim Anliegen des Bleilöffels *L* an der Grenzschaube g_2 , dieselbe ganz geöffnet erscheint. Beide Schrauben g_1 und g_2 wurden — wie auch aus der Fig. 1 ersichtlich ist — an ihrem aus dem Holze des Brettchens ragenden Teil mit Wolle umwickelt, um den Anschlag vollständig unhörbar zu machen. Auch der Schieber (Bleilöffel) mußte sich natürlich vollständig unhörbar bewegen.

Le
rü
au
üh
w
sp
pa
T
de
un
de
vo
st
an
n
er
u
g
m
in
u
w
5
d
c
1

Endlich wurden Brettchen und Münze mittels Faden an den Haken des oberen der beiden Bretter aufgehängt und es konnten natürlich bei der großen Anzahl der Haken die Stellen bez. die Aufhängepunkte vielfach geändert werden. Da überdies das obere Brett mit den Haken noch in der Richtung längs der Leisten an den Mauern, auf welchen es verschoben werden konnte, verrückbar war, so war hiermit die Möglichkeit einer sehr mannigfachen Aufhängung der in Fig. 1 dargestellten Vorrichtung bezüglich des Aufhängeortes als auch des Abstandes von der gleich zu besprechenden Zeichenfläche gegeben.

Als Zeichenfläche wurde ein auf dem in Tischhöhe auf Leisten verschiebbaren Brett aufgelegtes, gleichfalls noch verrückbares Reißbrett gewählt. Auch dieses Reißbrett wurde aus einem später angegebenen Grunde ganz mit Packpapier überzogen und auf dieses erst ein Blatt Zeichenpapier (es wurde graues Naturpapier gewählt) mit Heftnägeln aufgespannt. Die Seiten dieses rechteckigen Blattes Naturzeichenpapiers wurden halbiert und die Halbierungspunkte mittels Tuschlinien verbunden. Dadurch ergab sich der Mittelpunkt der Zeichenpapierfläche. Die Linien dienten als Koordinaten und wurden mit den Ziffern 01, 02, 03, 04 bezeichnet. Um den Mittelpunkt dieser Zeichenfläche wurde ein roter Kreis von genau der Größe gezogen, wie sie die Fläche des Guldenstückes beträgt. Wurde die in Fig. 1 dargestellte Vorrichtung an einer Stelle des oberen Brettes angebracht, so wurde, ehe noch die Münze aufgehängt wurde, bei offenem Schieber mittels eines Lotes der Mittelpunkt der Zeichenfläche genau vertikal unter den Aufhängepunkt der Münze gebracht. Nach einer gewissen Anzahl von Versuchen (5 oder 10, höchstens 15) wurde mittels des Lotes kontrolliert, ob sich bei der Manipulation im völlig dunklen Raum die Lage des Mittelpunktes genau unter dem Aufhängepunkt der Münze nicht verschoben hatte, wie dies durch einen etwaigen Stoß hätte vorkommen können.

Auf einem solchen Blatte Naturzeichenpapier wurden je 50 Punkte verzeichnet. Es wurden zwei verschiedene Formate des Zeichenpapiers verwendet. Die in dem beiliegenden Beobachtungsjournal verzeichneten Punkte 1 bis inkl. 50 und 100 bis inkl. 150 befinden sich auf je einem Bogen Natur-

zeichenpapier vom Formate: 37 cm Breite und 32 cm Höhe. Die Punkte 101 bis inkl. 100 auf einem solchen Bogen vom Formate: 66 cm Breite und 50 cm Höhe. Bei gegebenen Bedingungen, d. h. bei bestimmter bez. beschränkter Größe des Versuchsraumes und bestimmter Reißbrettgröße ist die Wahl der Größe des Zeichenblattes zur Erreichung des vorher skizzierten Zweckes nicht ganz einerlei, wie ich später begründen werde. Die kleineren Zeichenblätter haben sich bei meinen Versuchen, d. h. für die Bedingungen, unter denen ich arbeitete, als zweckmäßiger erwiesen als die größeren Blätter.

Endlich mag noch erwähnt werden, in welcher Weise die Notierung der 150 Versuchsergebnisse erfolgte. Das lumineszente Präparat wurde an einem einer kleinen Schaufel ähnlichen Kartonstreifen befestigt. Es wurde das Pulver mit ca. 1 proz. Kollodium zu einem dünnen Teig angerührt, und der Löffel oder das Schaufelchen, welches in Fig. 2 dargestellt ist, zuerst mit der dünnen Kollodiumlösung an seinem schaufelförmigen Ende förmlich getränkt und dann erst in den Teig des Gemisches Kollodium und lumineszentes Präparat getaucht. Ich erwähne den Vorgang der Herrichtung des Präparates ausdrücklich deshalb, weil Hr. Blondlot allerdings kurz angibt, er habe gleichfalls Calciumsulfid mit Kollodium auf Karton befestigt¹⁾, jedoch nirgends genauer angibt, wie er dies gemacht hat. Ich habe bei meinen Versuchen erst diesbezüglich Lehrgeld zahlen müssen. Ich nahm anfangs 5 proz. Kollodium, bestrich das Ende des Kartonstreifens und tauchte dann denselben in noch feuchtem Zustand in das lumineszente Präparat mit der



Fig. 2.

Hoffnung, das Pulver würde an dem Kollodium kleben bleiben und mit demselben dann auf dem Schaufelchen festtrocknen. Beim Trocknen schälte sich jedoch die entstehende Kollodiumhaut des hochprozentigen Kollodiums samt dem Präparate von selbst wieder ab. Als bei dem zweiten Versuche ca. 1 proz. Kollodium verwendet wurde und das bestrichene breite Ende des Kartonschaufelchens abermals wieder in das Pulver des Präparates eingetaucht wurde, blieb wohl das

1) M. R. Blondlot, *Compt. rend.* 138. p. 1473. 1904.

Kollodiumhäutchen an dem Karton beim Trocknen fest haften, aber das Haften der Teilchen des Pulvers des Leuchtpräparates war so gering, daß beim Streifen des Präparates über das Zeichenpapier sich dieses Pulver abstreifte und leuchtende Streifen zurückließ, die den Versuch derart störten, daß er abgebrochen werden mußte. Erst nachdem in der zuerst angegebenen Weise verfahren wurde, konnte ein allen Anforderungen entsprechendes Präparat hergestellt werden. Dieses Ergebnis möge nur deshalb veröffentlicht werden, um allen jenen, die in Zukunft mit derartigen Präparaten operieren, den Ärger des mehrmaligen Probierens zu ersparen.

Die Verbreiterung des Kartonschaufelchens bei den von mir angestellten Versuchen hatte eine Höhe und Breite von 8 mm. In der Mitte derselben war eine runde Öffnung von 1 mm Durchmesser. Der Stiel des Schaufelchens war 25 cm lang, 3 mm breit. Es wurde ein 8facher grauer Karton verwendet. Das breite Ende des Schaufelchens wurde so weit, wie es in Fig. 2 die schraffierte Fläche angibt, in den Teig aus 1 proz. Kollodium und dem Pulver des lumineszenten Präparates eingetaucht.

Die Aufnotierung der Versuchsdaten erfolgte gleichfalls im Finstern. Zu diesem Zwecke wurde ein Holzbrettchen von 30 cm Länge, 15 cm Breite und 1 cm Dicke an beiden Längsseiten mit einem 1 mm starken, 1 cm breiten Kartonstreifen versehen. Am oberen und unteren schmalen Ende des Brettchens kam über diese Kartonstreifen ein gleichbreiter und gleichdicker Streifen querüber befestigt, so daß sich unter diesen Querstreifen und zwischen den Längsstreifen ein Stück Papier von 13 cm Breite wie in einer Führung verschieben ließ. Parallel zu dem obersten Querstreifen, in 1 cm Abstand von demselben, wurde ein zweiter gleicher Streifen quer über die beiden Führungsstreifen befestigt. In dem nunmehr so entstandenen 1 cm breiten Zwischenraum, der sich im Finstern leicht fühlen und somit finden ließ, wurde die Notiz gemacht. Das zwischen den Kartonstreifen verschiebbare Notizblatt wurde am oberen Ende immer umgebogen und nach Eintragung der Notiz dadurch, daß der Bug immer um die Dicke des Brettchens verschoben wurde, eine neue Stelle des Notizblattes zur Eintragung zwischen die Parallelquerstreifen vorgerückt.

Mit den bis jetzt geschilderten Ausrüstungen konnte an die Vornahme des Versuches geschritten werden. In erster Linie war es für mich von Interesse, zu konstatieren, ob ich überhaupt die Erscheinung des Stärkeraufleuchtens des lumineszenten Präparates unter gewissen Bedingungen beobachtete. Zu diesem Zwecke wurden von mir sowie von drei Gehilfen, welche ich zu den Versuchen heranzog, durch einige Tage Übungen unternommen, ob sich ein solches Aufleuchten konstatieren ließ. Es wurde die Münze bei offenem Schieber aufgehängt und ein Präparat im Dunkeln auf dem Reißbrett so lange verschoben (von jedem selbst), bis es aufzuleuchten schien. Die Beobachtung des Präparates erfolgte ganz der Vorschrift Blondlots entsprechend so, daß das Präparat „so senkrecht als möglich“ beobachtet wird.¹⁾ Mit diesem „so senkrecht als möglich“ Beobachten hat es seine nicht geringen Schwierigkeiten. Man muß sich nämlich hüten, mit dem Kopf in eventuelle Berührung mit dem Aufhängefaden zu kommen. Durch diese Berührung ist sofort eine ganz beträchtliche Orientierung ermöglicht. Auch kann die ganze Erscheinung dadurch fraglich werden, da die aufgehängte Münze ins Schwanken kommt und dieses erst beruhigt werden muß. Berührt man aber die Münze, so ist abermals die leichte Orientierung da, und man stellt mit bemerkenswerter Sicherheit das Präparat vertikal unter die Münze und hierbei tritt dann die schon eingangs bemerkte Autosuggestion ein; *man bildet sich sicher ein, das Präparat aufleuchten gesehen zu haben.* Diese Tatsache war für mich höchst interessant zu konstatieren. Ich nahm, nachdem ich Kenntnis von ihr hatte, an, nur ich sei dieser merkwürdigen Orientierungsfähigkeit und dieser unüberwindlichen Autosuggestion unterworfen. Allein es stellte sich die völlig gleiche Erscheinung bei diesen Übungen auch bei meinen drei Gehilfen ein. Auch sie fanden, ob sie die Münze nun oder deren Aufhängungsfaden nur mit dem Kopfe berührten, oder ob sie deren Schwankungen mit der Hand beruhigten, mit unglaublicher Sicherheit im Finstern den Ort vertikal unter der Münze, und auch sie konnten sich des Eindrucks nicht erwehren oder vielmehr sie glaubten ebenfalls nach einiger

1) Vgl. M. R. Blondlot, *Compt. rend.* 138. p. 1473 Fußnote.

Übung das Präparat aufleuchten zu sehen. Hr. A. Broca erklärt die Beobachtung der N-Strahlen, welche sich ja auch durch das Aufleuchten lumineszenter Präparate kund tun, als eine „extrem delikate“.¹⁾ Er behauptet, sechs Wochen gebraucht zu haben, ehe er die Erscheinung bemerken konnte. Ich habe deshalb diese Vorübungen zur Beobachtung der Erscheinung so lange fortgesetzt, bis ich sicher glaubte, das Aufleuchten immer konstatieren zu können. Beobachtet man das Präparat unter zu starker Neigung, d. h. nahezu senkrecht, so stellt sich auch noch der kolossale Übelstand heraus, daß, wenn die Sehstrahlrichtung direkt die Münze trifft, das Präparat natürlich abgedeckt erscheint (durch die Münze) und somit verschwindet. Geschieht dies einigemal, so hat man hierdurch wieder eine Orientierung, wo sich die Münze befindet, und stellt dann wieder mit ganz bedeutender Sicherheit unter die Münze ein. Wenn, wie anfangs erwähnt, der Aufhängepunkt der Münze auf den Mittelpunkt der Zeichenfläche eingelotet wurde, und man orientiert eigenhändig das Präparat auf den Ort senkrecht unter der Münze (nach Hrn. Blondlots Angabe ist die Aussendung der „Émission pesante“ senkrecht auf der aussendenden Fläche); somit: Hängt die Münze also wie bei all meinen Versuchen horizontal, so kann das Präparat nur vertikal unter der Münze aufleuchten.²⁾ Luftströmungen, welche nach Hrn. Blondlot die „Émission pesante“ ablenken sollen, wurden stets sorgfältig vermieden³⁾, wobei bekannt ist — wie eingangs erklärt —, daß die Anordnung so getroffen ist, daß sich die Münze über dem Mittelpunkt des Zeichenblattes befinden muß, dann tritt bei diesen Versuchen wieder jene verblüffende Orientierungsfähigkeit ein, wenn man einigemal den Rand der Zeichenfläche zufällig mit der Hand berührt hat, man stellt mit unglaublicher Sicherheit auf die Mitte des Zeichenblattes ein, und die Einbildung tut dann das übrige, und man glaubt gerade dort das Präparat aufleuchten zu sehen.

1) Vgl. A. Broca, The american Journal of Science 19. p. 195. 1905.
1^o. The N-rays.

2) Vgl. M. R. Blondlot, Compt. rend. 138. p. 1473, 1474 u. 1676.
1904.

3) l. c. p. 1678.

Über diese merkwürdige und verblüffende Orientierungsfähigkeit, welche den ganzen Zweck des Versuches illusorisch zu machen imstande ist, und welcher die Autosuggestion bei allen von mir verwendeten Personen ebenso wie bei mir unfehlbar folgte, möchte ich noch einige Worte äußern. Ich habe erwähnt, daß Unterlage (verschiebbares Brett in Tischhöhe) sowie Zeichenbrett mit Packpapier bespannt wurden, ehe auf letzteres das Zeichenblatt geheftet wurde. Dies hat folgenden Grund. Sowie es bekannt ist, daß bei Blinden sämtliche übrigen Sinne viel feiner sind als bei normalen Menschen, ebenso ergibt es sich, daß sich die Feinheit der Sinne beim sehenden Menschen steigert, sobald er ins völlig Dunkle kommt, also nicht sieht. Ich habe anfangs, wenn ich so sagen darf, den Raum von einer zweiten Person mittels des lumineszenten Präparates abstreifen lassen, um jenen Punkt zu finden, wo das Präparat stärker aufleuchtet, ohne daß das Auflagebrett und das Zeichenbrett mit Packpapier bespannt war. Der Gehilfe erhielt den Auftrag, an irgend einer Stelle des oberen Brettes, welches vorerst von ihm ganz nach seinem Belieben verschoben worden war, die in Fig. 1 dargestellte Vorrichtung aufzuhängen und darunter das Zeichenblatt einzuloten. Dies geschah in meiner Abwesenheit. Ich hatte also keine Ahnung, wo die Vorrichtung hängt und wo das Zeichenblatt sich befindet. Ich betrat den Raum im völlig Finstern. Ganz in der Nähe des Auflagebrettes in Tischhöhe war eine Querlatte in dem Raume fest angebracht, die erlaubte, sich demselben im Dunkeln zu nähern, ohne anzustoßen und es hierbei zu verrücken, wodurch die Einsenkelung illusorisch geworden wäre. Auch war dadurch, daß hinter der festen Querlatte das Auflagebrett doch noch auf den Auflagerlatten verschoben werden konnte und hiermit dessen Stellung veränderlich war, eine Vermutung, wo sich bei einer speziellen Gruppe Beobachtungen das die „Émission pesante“ aussendende Geldstück bez. die Aufhängevorrichtung und das Brett mit dem Zeichenpapier, auf welchem die Aufzeichnung der beobachteten Punkte erfolgte, vollständig ausgeschlossen.

Es wurde erwähnt, daß sowohl das Auflagebrett als auch das Reißbrett mit Packpapier bespannt werden mußten, ehe auf das letztere das Zeichenpapier kam. Es zeigte sich näm-

lich, daß das Gehör im Finstern so fein war, daß der Unterschied des Rascheln des über das Papier oder außerhalb desselben über das Holz gleitenden Schaufelchens mit dem Präparat, wenn es der Gehilfe herumführte, um den Raum abzusuchen, deutlich erkennbar war. Und abermals trat nur dann, wenn man sich bewußt war, das Präparat befinde sich auf dem Zeichenpapier, das Bewußtsein des intensivsten Aufleuchtens ein. Erst als alles und noch dazu mit ähnlich rauhem Papier belegt war, verschwand diese Art Orientierung. Dieselbe ging so weit, daß, als nur das Zeichenpapier auf dem Brette befindlich war, bei gleichmäßigem langsamen Überfahren desselben nach mehreren Richtungen, wobei einigemal der Rand des Zeichenpapiere überschritten wurde, eine Art Schätzung der Mitte eintrat, und dort schien auch das Aufleuchten stattzufinden.

Ja noch mehr. Das von mir benutzte Reißbrett hatte das Format des größeren der drei benützten Bogen Zeichenpapier. Wenn der Gehilfe nun, trotzdem alles mit Packpapier und Zeichenpapier bespannt war, über den Rand des Brettes herausfuhr und auf das Unterlagsbrett kam, so genügte die Senkung des Präparates um die Dicke des Zeichenbrettes, um, wenn dies öfters geschah, einen Begriff über die Lage und den Mittelpunkt des Reißbrettes zu geben, wodurch die Einbildung des Stärkeraufleuchtens wieder nahe dem richtigen Punkte erfolgte. Es zeigte sich da der Vorteil der bereits erwähnten Anwendung kleinerer Zeichenblätter, die der Gehilfe in meiner Abwesenheit absichtlich vor dem Versuche exzentrisch in einer Ecke des Reißbrettes befestigte. Ich wußte dann nicht, wenn mir während einer Reihe von Versuchen durch obige Erscheinung auch annähernd die Lage des Brettes zu Bewußtsein gekommen sein sollte, was jedoch keineswegs oft der Fall war, in welcher Ecke sich der Bogen Zeichenpapier befand, und hatte daher auch keine Ahnung über den jeweiligen Aufhängepunkt bez. den Mittelpunkt der Zeichenfläche.

Mein jeweiliger Gehilfe hatte nun den Auftrag, langsam, in ganz von seinem Belieben abhängigen Bahnen mit dem lumineszenten Präparat den Raum bez. die Fläche des Zeichenbrettes und Auflagebrettes abzustreifen. Ich beobachtete so

senkrecht als möglich (gewöhnlich unter einem Winkel von mehr als 70° , immer unter einem solchen von mehr als 50°) das Präparat. Schien mir dasselbe dann stärker zu leuchten, so erteilte ich das Kommando: „Halt!“ Das Präparat blieb liegen, der Gehilfe nahm den Bleistift, steckte dessen Spitze durch das 1 mm große Loch des Schaufelchens, zeichnete den Punkt auf das Papier und schrieb daneben dessen Postnummer, wie sie den Beobachtungen im Journale entsprach bez. entspricht. Hierauf drehte ich mich um, das Präparat wurde verlegt, d. h. von der Stelle weggebracht, wo die Aufzeichnung geschah, die ganz im Finstern vollzogen wurde, und der Gehilfe ergriff nun das früher beschriebene Eintragungsbrettchen mit dem verschiebbaren Papierstreifen und schrieb in den offenen, 1 cm breiten Raum zwischen den beiden Querkartonstreifen z. B.: 57 und daneben anfangs den Buchstaben „g“ oder „o“. Ersterer bedeutet „geschlossen“, letzterer „offen“. Dies bezieht sich auf den Schieber (Bleilöffel). Der Gehilfe hatte nämlich auch den Auftrag, während des Absuchens des Raumes von Zeit zu Zeit den Schieber, der dies vollständig lautlos geschehen lies, zu öffnen oder zu schließen, um die „Émission pesante“ (nach Hrn. Blondlots Angaben) einmal abzuschirmen und das andere Mal wirken zu lassen. Es sollte ja eben auch erprobt werden, ob man etwas zu sehen glaubt, wenn der Schieber geschlossen ist; hierbei sollte nach Hrn. Blondlots Angaben natürlich *nie* ein Aufleuchten zu konstatieren möglich sein. Da der Schieber vollständig geräuschlos arbeitete, wußte ich nie, ob er offen ist oder nicht, wenn ich das Kommando: „Halt!“ gab, d. h. wenn mir das Präparat aufzuleuchten schien. Ich wußte also weder die Stellung der Quelle der „Émission pesante“, noch ob deren Einwirkung auf das Präparat im gegebenen Falle möglich ist oder nicht. Ich konnte mich also einzig und allein an das scheinbare Auftreten des Aufleuchtens halten, wie ich es ja eben wollte. Der Gehilfe hatte — dies mag bemerkt sein, obgleich es eigentlich selbstverständlich ist — den strikten Auftrag, darauf zu achten, daß durch die Verschiebung des Bleilöffels, nach dem Loslassen der Aufhängevorrichtung, dieselbe samt der Münze nicht ins Schwanken kam, sondern ruhig hängen blieb.

Ich machte jedoch schließlich noch eine Bemerkung, und

diese Erfahrung wurde bei den Beobachtungen 50 bis 150 verwertet, nämlich die, daß, wenn man einmal den Eindruck des Aufleuchtens gewonnen hat, und man begibt sich zu einer neuen Beobachtung wieder an den ersten Platz, wo man bei der vorhergehenden Beobachtung stand (z. B. rechts vom Gehilfen), hin, man immerhin eine Art Erinnerung der früheren Kopfhaltung und Blickrichtung bei der Bemerkung der vorher eingetretenen scheinbaren Verstärkung der Lumineszenz des Präparates hat. Wenn auch das Präparat vom Gehilfen, wie bereits erwähnt, während man umgedreht ist und er seine Eintragung macht, von der Stelle, wo das scheinbare Aufleuchten erfolgte und wo er den Punkt verzeichnete, weggelegt wurde, so wird man doch aus der gemerkten Kopfhaltung und Blickrichtung wieder ein Aufleuchten des Präparates zu beobachten glauben, wenn sich das Präparat zum mindesten in der Nähe der Stelle des vorherigen Aufleuchtens befindet. Ferner dachte ich mir, könnte der Gehilfe, der doch den Schieber immer zu öffnen und zu schließen hat, der also dadurch die früher schon erwähnte Orientierung besitzt, gleichsam unbewußt öfters über den Punkt der Zeichenblattfläche hinwegfahren, den er ja als jenen bis zu einem gewissen Grade — möchte ich sagen — fühlt und kennt, wo die Erscheinung des Aufleuchtens stattfinden soll. Bemerke ich als Beobachter aber ein absichtliches oder unabsichtliches häufiges Aufsuchen eines bestimmten Punktes, so werde ich für diesen Punkt schon eingenommen sein, weil ich mir doch denken muß, es müsse ein Grund hierfür vorhanden sein, daß der Gehilfe gerade jenen Punkt, oder sagen wir jene Stelle, mit seinem Präparat öfters als andere Stellen abstreift. Der Grund kann natürlich nur der sein, dort das Auftreten der Erscheinung hervorzurufen und ich bin veranlaßt, dort das Eintreten der Erscheinung mit größerer Wahrscheinlichkeit erwarten zu dürfen als an anderen Stellen. Mit anderen Worten, ich bin für diese öfters berührte Stelle voreingenommen und zu Autosuggestion präpariert, wenn sich das lumineszente Präparat in jener Gegend bewegt. Da ich, wie gesagt, annahm, daß eine solche Erscheinung des öfteren Aufsuchens einer Stelle stattfinden würde, bei der der Manipulant etwas orientiert ist, daß die Erscheinung stattfinden soll, wie dies beim Gehilfen ja

eben der Fall sein mußte, und ich ihr Eintreten *auch unwillkürlich* von seiner Seite fürchtete, endlich auch mich von der Orientierung durch Kopfhaltung und Blickrichtung freimachen wollte, so wechselten wir — ich und mein Gehilfe — zu jeder Beobachtung von Post Nr. 50 bis zur Post Nr. 150 den Platz. Einmal war ich links, er rechts, dann bei der nächsten Beobachtung umgekehrt etc. Der Erfolg dieser Vorsichtsmaßregeln, den ich noch besprechen werde, zeigt sich bei den in dem beigegebenen Journal mit den Beobachtungsdaten angeführten Versuchen 101—150 in auffälliger Weise. Hier wirken alle Umstände mit, um die Orientierung unmöglich zu machen: Kleines Zeichenpapier; exzentrische Befestigung desselben; Änderung der Stelle der Befestigung der Aufhängevorrichtung und dadurch auch Änderung der Lage des Zeichenpapiere und beständiger Wechsel des Aufstellungsortes von mir und dem Gehilfen. Auch in der Person des letzteren wechselte ich ab. Wurde dann z. B. drei- oder viermal der Schieber in der gleichen Stellung gelassen — *ich* wußte aber natürlich nicht in welcher, d. h. ob er offen stand oder geschlossen war, — so erklärten mir auch die Gehilfen nach Wechsel der Stellung, sie seien völlig desorientiert und sie müßten, wenn sie den Schieber wieder verstellen wollten, wovon ich auch nichts wußte, da dies völlig geräuschlos geschah, erst längere Zeit im Dunkeln herumtasten, um die Aufhängevorrichtung wieder zu finden.

Auch was die Aufschreibung auf den verschiebbaren Streifen anbelangt, war größere Vorsicht notwendig, als ich bei den allerersten Versuchen anwenden zu müssen glaubte. Der Gehilfe hatte mir absolut keine Andeutung zu geben, wie ein Versuch ausgefallen sei, auch dann nicht, wenn er schon vollzogen, verzeichnet und notiert war. Erst nach einer Gruppe Beobachtungen, am Schlusse der Untersuchungen für einen Tag, wenn wir wieder ans Licht traten, besah ich das Zeichenblatt und die Aufschreibungen und bekam hierdurch ein Bild vom Verlauf der Versuche. Bei der Aufschreibung des „g“ (geschlossen) oder „o“ (offen), welche ich auf den jeweiligen Zustand des Schiebers bezog, wirkte aber mein Gehör derart mit, daß ich diese Art der Vormerkung sofort aufgab. Ich hörte und erkannte an dem Geräusch des Bleistiftes, an dem

Papier, auf welchem geschrieben wurde, sofort was ein „g“ und was ein „o“ ist. Ich gab daher dem Gehilfen den Auftrag, jeden Tag zwei einfache, aber andere Zeichen, z. B. Punkt und Strich, für „offen“ und „geschlossen“ zu wählen, die Bedeutung dieses Zeichens in meiner Abwesenheit, bei Vorbereitung des Versuches, auf das Blatt obenan zu schreiben, mich aber völlig im Unklaren zu lassen, welches von den jeweilig von ihm ganz willkürlich gewählten Zeichen „offen“ oder „zu“ bedeutet. Die Bedeutung der neben die Postnummern geschriebenen Zeichen erfuhr ich erst nach Beendigung der täglichen Versuchsreihe. Nächsten Tages wurde das Zeichen oder zumindest die Bedeutung desselben geändert.

Auf diese Weise habe ich nun im Verlaufe einiger Wochen jene 150 Punkte bestimmt, in welchen mir das Präparat aufzuleuchten schien. Die jeweilige Versuchsanordnung, d. h. Stellung des Schiebers und die Lage der Punkte, deren Koordinaten ich mitteile, zeigt das beigegebene Versuchsjournal. Ich glaube aus diesen Versuchen den Schluß ziehen zu dürfen, daß die *Erscheinung des Aufleuchtens eines lumineszenten Präparates durch die „Émission pesante“ auf einer Täuschung beruht, bez. daß das Vorhandensein einer solchen „Émission pesante“ zum mindesten im allerhöchsten Grade zu bezweifeln ist, oder wenigstens, daß dieselbe durch die Art der Konstatierung derselben, durch ein lumineszentes Präparat, ganz und gar unsicher, ja direkt unmöglich ist.*

Betrachtet man das Versuchsjournal, so ergibt sich zunächst, daß man — ich kann hier getrost in der Mehrzahl sprechen, da meine Gehilfen das gleiche wie ich konstatierten — sowohl ein Aufleuchten des lumineszenten Präparates zu sehen meint, wenn dies ganz und gar nicht möglich ist, weil die Quelle der „Émission pesante“ abgeschirmt ist. Weiter ersieht man aus dem Versuchsjournal, daß man das Aufleuchten des Präparates fast *nie*, ich möchte da sagen (außer bei großen Zufällen), niemals dort beobachtet, wo es zu beobachten sein soll, und wo es überhaupt beobachtet werden könnte. Der Platz vertikal unter dem Guldenstück, *wo allein das Präparat aufleuchten soll*, liegt innerhalb eines Kreises, dessen Radius ca. 15 mm beträgt. Innerhalb dieses Kreises liegen nur drei Punkte: Post Nr. 17, Post Nr. 76 und Post Nr. 122. Daß diese

Punkte innerhalb des Kreises liegen, ist *reiner Zufall*. Dies erhellt daraus, daß einer von diesen drei von 150 Punkten unmöglich ist, weil das Präparat da aufzuleuchten schien, während der Schieber geschlossen war. Das ist der Punkt Post Nr. 76. Es bleiben also nur noch zwei Punkte, die in Betracht gezogen werden können. Bei 150 Versuchen ist also die Wahrscheinlichkeit (Zahl der dem Eintreffen der Erscheinung günstigen Fälle zur Zahl der überhaupt möglichen Fälle) $\frac{2}{150} = \frac{1}{75}$. Die Unwahrscheinlichkeit somit: $\frac{148}{150} = \frac{74}{75}$, das ist nahezu 1; also nahezu Sicherheit.

Mit Ausnahme der drei Punkte, die innerhalb des Kreises, wo die Erscheinung auftreten soll, liegen, befinden sich alle übrigen Punkte außerhalb desselben und haben nicht nur mitunter Riesenordinaten, wie z. B. Punkt Post Nr. 30 oder Punkt Post Nr. 113, sondern mehrere — und gerade in der letzten Serie von 50 Punkten, wo doch die Übung in der Beobachtung der Erscheinung, wenn dieselbe auf etwas tatsächlich Vorhandenem beruhen sollte, am größten sein müßte, weil schon viele vorherige Beobachtungen erfolgten, und somit größere Übung zur Beobachtung der Erscheinung vorliegt, — fallen gar nicht auf das Zeichenblatt. Auch zeigt sich aus dem Journal, daß ich fast ebenso oft die Erscheinung zu beobachten glaubte, wenn der Schieber geschlossen war, wenn also ein Auftreten der Emission gar nicht möglich war, als wenn er offen war. Daß die Anzahl der Beobachtungen des scheinbaren Aufleuchtens bei geschlossenem Schieber nicht vollständig gleich der Anzahl der Beobachtungen des Eintreffens der Erscheinung bei offenem Schieber ist, ist *reiner Zufall*. Würde die Anzahl der überhaupt gemachten Beobachtungen erheblich gesteigert werden, so ist es sicher, daß die Wahrscheinlichkeit der Konstatierung des Eintreffens der Erscheinung bei geschlossenem Schieber (bei Abblendung der fraglichen Emission) genau so groß, also $\frac{1}{2}$ wäre, wie die Wahrscheinlichkeit der Beobachtung des Eintretens des Aufleuchtens bei dem lumineszenten Präparat bei offenem Schieber. Ich bin der sicheren Überzeugung, daß ein Beobachter unter den Umständen, wie sie bei meinen Beobachtungen waren, der nämlich keine Ahnung von dem Zustande der Anordnung der Versuchsfaktoren hat, auch dann

ein Aufleuchten bei Absuchung des Raumes nach den Wirkungen der „Emission pesante“ konstatieren würde, wenn der Gehilfe einmal die Strahlungsquelle — das Geldstück — oder überhaupt die ganze in Fig. 1 dargestellte Aufhängungsvorrichtung überhaupt nicht aufmontieren würde. Auch hat die Entfernung der Strahlenquelle von dem Präparat, auf welches die Emission einwirken soll, gar keinen Einfluß. Bei den von mir angestellten Versuchen war, wie sich aus dem Beobachtungsjournal ergibt, diese Entfernung anfangs 50 cm und wurde später auf 30 cm herabgesetzt, ohne daß sich eine Änderung zum Besseren, d. h. zur sicheren Beobachtung ergeben hätte. Die aus den 150 Versuchen hervorgehende Wahrscheinlichkeit, ein Aufleuchten bei offenem Schieber zu beobachten zu glauben, ist: $\frac{82}{150} = \frac{1}{1,83}$, also nahezu $\frac{1}{2}$, woraus wieder folgt, daß die Wahrscheinlichkeit, die Erscheinung in dem Fall zu beobachten zu glauben, wo dies unmöglich ist, d. i. bei geschlossenem Schieber, ebenso groß ist, als im umgekehrten Fall.

Es mag noch erwähnt werden, daß ich meine Versuche immer in den frühen Morgenstunden vornahm. Dies geschah absichtlich, um das Auge dann zur Beobachtung jener sehr diffizilen Erscheinung zu benützen, wenn dieses Organ ausgeruht und daher so fein empfindlich als eben möglich war. Ich habe auch, mit Ausnahme eines einzigen Males, nie mehr als 15 solcher Punkte auf einmal bestimmt, um das Auge nicht zu übermüden. Ein einziges Mal, an einem Tage, an welchem ich ohne die Dunkelkammer zu verlassen 20 Punkte bestimmte, zeigte sich schon, besonders bei dem letzten Punkt, die Erscheinung der heftigen Ermüdung des Sehorganes. Wie bereits erwähnt, bemerkte ich, wenn das Auge nicht ermüdet war, selbst die geringe Senkung des Präparates, um die Höhe der Reißbrettstärke, auf welchem das Zeichenblatt aufgespannt war, wenn der Gehilfe hin und wieder über dieses Brett auf das Auflagebrett hinausging. Bei dem einen Male, wo mein Auge jedoch so stark ermüdet war, schien das Präparat auf einer bewegten Wasserfläche zu schwimmen, und von den Wellen gehoben und gesenkt, d. h. meinem Auge bald näher gebracht zu werden, bald wieder von demselben sich zu entfernen. Gleichzeitig schien es, als sei dasselbe von einem

schwach leuchtenden Dampfe umgeben. Vor der Beobachtung verbrachte ich immer erst längere Zeit im Dunklen. Betrachtet man nämlich das Präparat sofort nach Eintritt aus einem lichten Raum in die Dunkelkammer, so scheint es fast gar nicht zu leuchten, wie es ja voraus zu sehen ist. Die Intensität scheint dann immer mehr zuzunehmen, bis das Auge sich an die Dunkelheit und das Leuchtpräparat so gewöhnt hat, daß dasselbe, an einem beliebigen Punkt ruhig liegend, scheinbar konstant gleich leuchtet. Die Zeit, die das Auge braucht, um sich diesen gegebenen Verhältnissen zu akkommodieren, habe ich mit mindestens 15 Min. bei mir festgestellt. Wartet man diesen Zeitraum nicht ab, so können gleich anfangs insofern ganz ungünstige Beobachtungen verzeichnet werden, als man glaubt ein Stärkeaufleuchten konstatieren zu können, welches einzig und allein seinen Grund darin hat, daß das Auge sich immer besser an die gegebenen Verhältnisse gewöhnt und hierdurch die Intensität der Leuchtkraft des Präparates zu wachsen scheint.

Nach je 5—7 Punktbestimmungen erfolgte die Ummontierung der Aufhängevorrichtung von Seite des Gehilfen. Ich begab mich hierbei immer in die anstoßende photographische Dunkelkammer. Einerseits deshalb, um in Unkenntnis zu bleiben, in welcher Weise die Anordnung geschah, andererseits um im völlig Finstern zu bleiben und hierdurch, ohne in andere Lichtverhältnisse zu kommen, als sie eben bei dem Versuch benutzt wurden, während der Zeit der Umänderung wieder meine Augen ausruhen zu lassen. Den anstoßenden Versuchsraum betrat ich erst, wenn die Montierung vollzogen und das hierbei benutzte Licht ausgelöscht war, im völlig Dunklen.

Die Leuchtkraft des mir zur Verfügung stehenden Präparates erhielt sich, wenn es nach der schon früher beschriebenen Methode hergestellt war, bei einer 5—10 Min. andauernden Bestrahlung mit Tageslicht stundenlang, ohne merkbar an Intensität abzunehmen.

Schließlich möchte ich nur bemerken, daß ich mich, was die Ursache des Erscheinens eines scheinbaren Aufleuchtens des lumineszenten Präparates betrifft, was meine Erfahrung bei den Versuchen über das Wesen der „Emission pesante“ anbelangt, jener Anschauung anschließen muß, die Hr. Prof.

O. L.
bekom
das P
über
den
aufzu
die „
eintre
und
indire
bewe
Zeich
gleich
In d
gewis
keit
keit
das
kurz
perip
Oden
unter
Rich
liche
nerv
sein
hat
vera
Rich
kurz
wen
stän
dure
der
dan

trag
n-84

O. Lummer ausspricht.¹⁾ Ich habe die sichere Überzeugung bekommen, daß sofort ein Aufleuchten zu bemerken ist, wenn das Präparat nicht direkt (foveal) betrachtet wird. Sieht man über das Präparat hinweg, so daß die Stäbchen der Netzhaut den Lichteindruck erhalten, dann scheint das Präparat sofort aufzuleuchten. Es ist nun bei dem Aufsuchen der Stelle, wo die „Emission pesante“ wirken soll, sehr leicht, daß Umstände eintreten, welche es hervorbringen, daß selbst bei angestrengtester und genauester Beobachtung ein Moment eintritt, in welchem indirekt (peripher) beobachtet wird. Angenommen, der Gehilfe bewegt das Präparat langsam in beliebigen Bahnen auf der Zeichenblattfläche. Das Auge folgt dieser Bewegung dann gleichförmig nach und fixiert das Präparat eine Zeitlang foveal. In dem Momente, als der Gehilfe z. B. unwillkürlich von einer gewissen Bewegung des Präparates mit bestimmter Geschwindigkeit zu einer Bewegung mit nur etwas größerer Geschwindigkeit durch einen auch noch so kleinen Ruck übergeht, wird das Auge nicht sofort folgen, und für einen, wenn auch nur kurzen Zeiteil, fällt das Licht des lumineszenten Präparates peripher auf die Netzhaut und man beobachtet ein Aufleuchten. Oder aber der Gehilfe ändert die Bewegungsrichtung und geht unter einem mehr oder weniger spitzen Winkel in eine andere Richtung über. Ehe noch das Auge, welches der ursprünglichen Bewegungsrichtung folgt, dem Gehirn durch den Sehnerv den Impuls überträgt, der dem Beobachter das Bewußtsein gibt, daß überhaupt eine Richtungsänderung stattgefunden hat und ehe wieder bei Eintritt dieses Bewußtseins der Muskel veranlaßt wird, den Augapfel oder den Kopf in der neuen Richtung zu bewegen, tritt abermals ein, wenn auch nur ganz kurze Zeit währendes, peripheres Sehen ein. Schließlich drittens, wenn durch irgend einen der beiden vorher geschilderten Umstände für einen Moment peripheres Sehen eingetreten ist und durch Einwirkung des Lichtes des Präparates auf die Stäbchen der Netzhaut ein Aufleuchten scheinbar stattgefunden hat, dann wird das Auge den Punkt fixieren wollen, um sich zu

1) Vgl. O. Lummer, Physik. Zeitschr. Heft 5. p. 126. 1904: Beitrag zur Klärung der neuesten Versuche von M. R. Blondlot über die „Strahlen“.

überzeugen, ob die Erscheinung sicher auf Richtigkeit beruht. Es wird also einen kurzen Zeitraum das Auge ruhig bleiben und die Sehrichtung während dieser kurzen Zeitspanne sich starr auf den Punkt richten, wo die Erscheinung aufgetreten zu sein schien. Inzwischen bewegt aber der Gehilfe das Präparat um ein kleines Stückchen weiter und eben infolge dieser kleinen Bewegung und infolge dieser eine kurze Zeit andauernden Festhaltung der Sehrichtung tritt aufs neue und erst recht abermals ein ganz kurz andauerndes peripheres Sehen ein, das Präparat scheint erst recht aufzuleuchten, der Befehl: „Halt“! erfolgt, und der Punkt wird verzeichnet. Niemals während meiner ganzen Versuche gelang es mir, mir ein sicheres Urteil darüber zu machen, ob, wenn das Präparat nach dem Kommando: „Halt“! liegen blieb, es *tatsächlich* heller leuchte als vorher. Ich hatte immer *nur momentan die Erscheinung des Stärkeraufleuchtens*. Blieb das Präparat an dem Punkte liegen, wo ich dies Aufleuchten zu bemerken glaubte, so betrachtete ich es dann oft längere Zeit, konnte aber nie klar darüber werden, ob die Intensität sich tatsächlich gesteigert hatte, und ich fragte mich immer, ob ich vielleicht diese Steigerung sicher anzugeben momentan nur deshalb nicht in der Lage sei, weil eben der Unterschied der Intensitäten von früher und nun ein sehr geringer sei, und ich mich nunmehr schon wieder an die neue, um nur wenig vergrößerte Intensität gewöhnt habe.

Ein Resultat, welches mir bei diesen Versuchen auch der Beachtung wert erscheint, ist die Verteilung der Punkte des scheinbaren Aufleuchtens des Präparates auf die vier Quadranten, welche durch das benützte Achsenkreuz auf dem Zeichenblatte entstehen. Wenn man die 131 überhaupt auf das Zeichenblatt gefallenen Punkte bezüglich ihrer Koordinaten auf dem Beobachtungsjournal betrachtet, dann findet man, daß nur 19 Punkte in den ersten und nur 21 Punkte in den zweiten Quadranten fallen (der Quadrant, in welchen je ein spezieller Punkt fällt, ist im Beobachtungsjournal in der Rubrik Ordinate mit römischer Ziffer bezeichnet. Er geht jedoch ohnehin schon aus dem Vorzeichen der Ordinaten hervor). Hingegen fällt die überwiegende Mehrzahl der Punkte in die beiden anderen Quadranten, nämlich es fallen 56 in den III. und 35 in den

IV. Quadranten. Hierbei ist noch zu beachten, daß bei den Postnummern 1 bis inkl. 50, 28 von den 50 Punkten in den III. Quadranten fallen. Man möge sich hierbei erinnern, daß ich bei dieser ersten Serie von 50 Beobachtungen noch nicht den beständigen Wechsel der Stellung vornahm. Wenn ich nun noch hinzufüge, daß ich bei diesen Beobachtungen immer links stand, d. h. der Gehilfe mir zur rechten Seite war, so wird man bemerken, daß die überwiegend größte Anzahl der Beobachtungen des scheinbaren Aufleuchtens des Präparates in dem Quadranten erfolgte, der mir am nächsten war. Als die Aufstellung gewechselt wurde, verteilten sich auch die größere Anzahl der Beobachtungen auf den III. und IV. Quadranten, also auch auf jene beiden, welche während dieser Art von Beobachtung mir näher waren. Ich glaube als Ursache für diese Erscheinung folgenden Grund als allein maßgebenden annehmen zu müssen. Ich habe bereits die Gründe auseinandergesetzt, welche es verhindern, daß die Beobachtung des lumineszenten Präparates vollständig senkrecht erfolgt. Man ist also genötigt, immer unter einem gewissen, allerdings möglichst groß zu wählenden spitzen Winkel den Sehstrahl oder richtiger das Sehstrahlenbündel auf die Zeichenfläche zu richten. Beobachte ich nun mit beiden Augen, so werden sich beim Fixieren des leuchtenden Präparates zwei solcher Strahlenbündel von der Fovea centralis (Netzhautgrube) jedes Auges ausgehend, oder umgekehrt dieselbe mit ihren Zapfen, welche ein deutliches Sehen ermöglichen, treffend, mit ihren Achsen in dem Punkt, der gerade beobachtet wird, schneiden. Denkt man sich nun eine Ebene durch den Achsenschnittpunkt dieser beiden Strahlenbündel so gelegt, daß dieselbe einerseits senkrecht ist zu der Ebene des Dreieckes, welches gebildet wird durch die Achsen der beiden Sehstrahlbündel und durch die Verbindungslinie der beiden Zentren der Netzhautgruben jedes der beiden Augen des Beobachters, und daß diese Ebene andererseits noch parallel ist zu der Verbindungslinie der beiden erwähnten Netzhautgrubenzentra, dann wird der Durchschnitt der beiden Sehstrahlenbündel, deren äußerste Strahlen den Mantel eines kegelförmigen Körpers bilden, dessen einerseitige Basis die jeweilige Fläche der Netzhautgrube eines jeden der beiden Augen ist, mit dieser Ebene in zwei sich

Beobachtungsjournal.

Datum: 1905		Post Nr.	Stellung d. Abdeck- schiebers		Abszisse mm	Ordinate mm	Anmerkungen
Monat	Tag		geschlossen	offen			
III.	1.	1	*		+ 21,8	+ 78,0 I	Bei Post Nr. 1 bis inkl. 95 betrug der Ab- stand der Münze von dem Papierblatte, auf welchem die Punkte verzeichnet wurden, 50 cm.
"	"	2			+ 19,8	+ 34,0 I	
"	"	3			- 16,2	+ 40,9 II	
"	"	4		*	- 105,7	+ 13,5 II	
"	"	5		*	- 129,2	- 35,0 III	
"	"	6		*	- 105,2	- 28,1 III	
"	"	7		*	- 144,6	- 73,7 III	
"	"	8		*	- 139,0	- 49,9 III	
"	"	9		*	- 163,3	- 86,0 III	
"	"	10	*		- 125,2	- 68,5 III	
"	"	11	*		- 109,0	- 75,9 III	
"	"	12		*	- 55,7	- 1,3 III	
"	"	13		*	- 111,9	- 10,6 III	
"	"	14		*	- 93,2	- 22,3 III	
"	"	15		*	- 82,6	- 55,1 III	
"	2.	16		*	- 61,6	- 25,0 III	
III.	"	17		*	- 9,3	+ 1,5 II	
"	"	18		*	- 50,9	+ 9,1 II	
"	"	19		*	- 57,0	+ 40,2 II	
"	"	20		*	- 41,4	- 40,7 III	
"	"	21		*	- 85,0	- 97,1 III	
"	"	22	*		+ 24,9	- 41,8 IV	
"	"	23		*	- 98,9	- 88,1 III	
"	"	24			-	-	Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt
"	"	25			-	-	
"	"	26			- 60,1	+ 50,3 II	
"	"	27			-	-	

Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt

[illegible]

I	.	.	8	III	.	.	28
II	.	.	9	IV	.	.	8

Datum: 1905		Post Nr.	Stellung d. Abdeck- schiebers		Abszisse mm	Ordinate mm	Anmerkungen
Monat	Tag		geschlossen	offen			
Übertrag:		50	21	29			
III.	6.	51	*		- 26,0	+ 91,0 II	Bei Post Nr. 1 bis inkl. 95 betrug der Ab- stand der Münze von dem Papierblatte, auf welchem die Punkte verzeichnet wurden, 50 cm.
"	"	52		*	+ 31,0	+ 28,0 I	
"	"	53	*		+ 28,9	- 64,0 IV	
"	"	54	*		- 64,2	+ 1,3 II	
"	"	55		*	- 44,6	+ 76,0 II	
"	"	56		*	- 12,0	+ 12,0 II	
"	"	57		*	- 47,1	+ 53,0 II	
"	"	58	*		- 16,7	+ 1,9 II	
"	"	59	*		- 92,9	- 49,2 III	
"	"	60	*		+ 109,0	+ 13,6 I	
"	"	61		*	+ 101,8	+ 22,6 I	
"	"	62		*	+ 90,6	- 33,5 IV	
"	"	63		*	+ 152,2	- 26,4 IV	
III.	7.	64	*		- 115,6	- 118,2 III	
"	"	65	*		+ 55,0	- 70,1 IV	
"	"	66		*	- 60,9	- 103,0 III	
"	"	67	*		- 19,9	- 58,0 III	
"	"	68		*	- 59,7	- 129,1 III	
"	"	69		*	- 6,0	- 65,0 III	
"	"	70		*	- 92,5	- 138,2 III	
"	"	71		*	- 1,6	- 75,0 III	
"	"	72	*		- 0,8	- 174,4 III	
"	"	73		*	+ 90,0	- 106,4 IV	
"	"	74	*		+ 9,1	- 109,4 IV	
"	"	75	*		+ 21,0	- 109,9 IV	
"	"	76	*		- 0,8	- 109,9 IV	

Datum 1905:		Post Nr.	Stellung d. Abdeck- schiebers		Abszisse mm	Ordinate mm	Anmerkungen	
Monat	Tag		geschlossen	offen				
Übertrag:								
III.	9.	100	46	54	+ 17,5	+ 38,8 I	Bei Post Nr. 96 bis inkl. 150 betrug der Abstand der Münze von dem Papierblatte, auf welchem die Punkte verzeichnet wurden, 80 cm.	
"	"	101	*	*	+ 74,2	- 23,4 IV		
"	"	102	*	*	- 25,5	- 7,4 III		
"	"	103	*	*	+ 100,0	- 2,2 IV		
"	"	104	*	*	- 21,8	- 70,3 III		
"	"	105	*	*	+ 69,9	+ 34,9 I		
"	"	106	*	*	- 48,7	- 3,8 III		
"	"	107	*	*	+ 57,1	+ 59,4 I		
"	"	108	*	*	-	-		
III.	11.	109	*	*	-	-		
"	"	110	*	*	-	-	Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt	
"	"	111	*	*	-	-		
"	"	112	*	*	-	-		
"	"	113	*	*	- 154,0	- 179,0 III		
"	"	114	*	*	- 98,9	- 50,2 III		
"	"	115	*	*	-	-		
"	"	116	*	*	- 98,7	- 131,8 III		
"	"	117	*	*	-	-		
"	"	118	*	*	- 94,1	- 176,0 III		
"	"	119	*	*	- 41,2	- 66,1 III		
"	"	120	*	*	+ 17,6	- 45,6 IV	Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt	
"	"	121	*	*	- 98,6	- 105,8 III		
"	"	122	*	*	- 0,0	- 1,0 III		
"	"	123	*	*	- 61,8	- 89,0 III		
"	"	124	*	*	+ 50,2	- 100,0 IV		
"	"	125	*	*	-	-		
"	"	126	*	*	- 15,2	- 76,8 III		
III	13.	127	*	*	-	-		Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt
"	"	128	*	*	-	-		
"	"	129	*	*	-	-		
"	"	130	*	*	-	-		

Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt

III.	124	+	50,2	—	100,0 IV	Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt
	125	—	15,2	—	76,8 III	
	126	+	84,4	—	138,2 IV	
	127	—	—	—	—	
III.	128	—	—	—	—	Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt
	129	—	—	—	—	
	130	—	—	—	—	
	131	—	—	—	—	
III.	132	+	110,0	—	68,5 IV	Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt
	133	+	87,8	—	157,5 IV	
	134	—	—	—	—	
	135	—	—	—	—	
III.	136	—	—	—	—	Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt
	137	—	163,0	—	157,8 III	
	138	—	—	—	—	
	139	—	—	—	—	
III.	140	—	118,8	—	169,0 III	Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt
	141	—	83,1	—	77,0 II	
	142	+	62,3	—	74,2 I	
	143	—	36,0	—	175,0 II	
III.	144	—	84,4	—	102,0 II	Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt
	145	+	143,0	—	71,0 I	
	146	+	2,6	—	108,7 I	
	147	+	71,9	—	93,6 I	
III.	148	—	39,0	—	45,1 II	Dieser Punkt fiel gar nicht auf das Zeichenblatt
	149	+	60,4	—	66,0 I	
	150	—	—	—	—	
	150	—	—	—	—	
Seitennummen:	50	22	28	I . . . 8	III . . . 14	
Summen:	150	68	82	II . . . 4	IV . . . 7	

überdeckenden Flächen erfolgen, deren Flächeninhalt jedoch für den speziellen jeweiligen Abstand des Schnittpunktes der Achsen der Sehstrahlbündel vom Beobachter ein Minimum ist. Dreht man die Ebene irgendwie anders, so wird der Flächeninhalt der Durchschnittsfläche des von den Netzhautgruben auf die Zeichenfläche gerichteten Strahlenbündels ein größerer. Daraus folgt aber, daß je vertikaler auf das Zeichenbrett und je mehr „aussi normalement que possible“, wie Hr. Blondlot sich ausdrückt, man „avait soin d'observer la tache“ (phosphorescent)¹⁾ man um so leichter das scheinbare Auftreten des Stärkeraufleuchtens beobachtet, weil je kleiner die Durchdringungsfläche jener beiden Strahlenbündel ist, um so leichter durch ein kurzes Verharren der Sehstrahlen in einer bestimmten Richtung, oder durch ein unwillkürliches ruckweises Rascherwerden der Bewegung des den Raum nach der „Emission pesante“ absuchenden Präparates oder endlich auch durch eine unter einem Winkel erfolgte Richtungsänderung der Bewegung das Präparat aus der Fläche dieser Sehstrahlenbüschel herauskommt und dadurch ein peripheres Sehen erzeugt wird. Daraus folgt aber auch, warum die Mehrzahl der beobachteten Punkte bei meinen Versuchen in den ersten 50 Postnummern im III. Quadranten und bei den übrigen Versuchen im III. und IV. Quadranten, bei allen Versuchen aber natürlich auch in den letzteren beiden Quadranten liegen mußten, die mir bei der Beobachtung näher waren. Auf die Heranziehung eines Verhältnisses der eventuellen Abnahme der an sich eben so subtilen auftretenden Verstärkung der Intensität mit dem Kosinus des Einfallswinkels der Sehstrahlen, kann hier nicht eingegangen werden und dies nicht zur Erklärung des Auftretens der Mehrzahl der beobachteten Punkte im III. und IV. Quadranten herangezogen werden, weil das Resultat der Beobachtungen, wie es aus dem Beobachtungsjournal ersichtlich ist, ja doch zur Evidenz erweist, daß ein tatsächliches reelles Stärkeraufleuchten durch eine „Emission pesante“ gar nicht stattfindet, sondern daß es sich um eine rein subjektive Erscheinung handelt, die mit einer Emission gar nichts zu tun hat, die ihren eigentlichen Grund wohl *immer* in der

1) Vgl. M. R. Blondlot, Compt. rend. 138. p. 1473, Fußnote. 1904.

Anatomie der Netzhaut des Auges und dann auch *noch* in einer Art Autosuggestion hat, solange man *selbst* das Manuelle des Experimentes vornimmt, oder wenn man überhaupt irgend einen Anhaltspunkt für den Ort hat, an dem man glaubt, daß an ihm die Erscheinung auftreten sollte.

Zum Schlusse erlaube ich mir noch Hrn. Regierungsrat Marek für dessen mir gütigst zuteil gewordene Unterstützung den gebührenden Dank an dieser Stelle auszusprechen.

Klosterneuburg, 26. März 1904.

(Eingegangen 3. April 1905.)

6. Über einen
*die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes
 betreffenden heuristischen Gesichtspunkt;*
 von A. Einstein.

Zwischen den theoretischen Vorstellungen, welche sich die Physiker über die Gase und andere ponderable Körper gebildet haben, und der Maxwellschen Theorie der elektromagnetischen Prozesse im sogenannten leeren Raume besteht ein tiefgreifender formaler Unterschied. Während wir uns nämlich den Zustand eines Körpers durch die Lagen und Geschwindigkeiten einer zwar sehr großen, jedoch endlichen Anzahl von Atomen und Elektronen für vollkommen bestimmt ansehen, bedienen wir uns zur Bestimmung des elektromagnetischen Zustandes eines Raumes kontinuierlicher räumlicher Funktionen, so daß also eine endliche Anzahl von Größen nicht als genügend anzusehen ist zur vollständigen Festlegung des elektromagnetischen Zustandes eines Raumes. Nach der Maxwellschen Theorie ist bei allen rein elektromagnetischen Erscheinungen, also auch beim Licht, die Energie als kontinuierliche Raumbfunktion aufzufassen, während die Energie eines ponderablen Körpers nach der gegenwärtigen Auffassung der Physiker als eine über die Atome und Elektronen erstreckte Summe darzustellen ist. Die Energie eines ponderablen Körpers kann nicht in beliebig viele, beliebig kleine Teile zerfallen, während sich die Energie eines von einer punktförmigen Lichtquelle ausgesandten Lichtstrahles nach der Maxwellschen Theorie (oder allgemeiner nach jeder Undulationstheorie) des Lichtes auf ein stets wachsendes Volumen sich kontinuierlich verteilt.

Die mit kontinuierlichen Raumbfunktionen operierende Undulationstheorie des Lichtes hat sich zur Darstellung der rein optischen Phänomene vortrefflich bewährt und wird wohl nie durch eine andere Theorie ersetzt werden. Es ist jedoch im Auge zu behalten, daß sich die optischen Beobachtungen auf zeitliche Mittelwerte, nicht aber auf Momentanwerte beziehen, und es ist trotz der vollständigen Bestätigung der Theorie der Beugung, Reflexion, Brechung, Dispersion etc. durch das

Experiment wohl denkbar, daß die mit kontinuierlichen Raumfunktionen operierende Theorie des Lichtes zu Widersprüchen mit der Erfahrung führt, wenn man sie auf die Erscheinungen der Lichterzeugung und Lichtverwandlung anwendet.

Es scheint mir nun in der Tat, daß die Beobachtungen über die „schwarze Strahlung“, Photolumineszenz, die Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht und andere die Erzeugung bez. Verwandlung des Lichtes betreffende Erscheinungsgruppen besser verständlich erscheinen unter der Annahme, daß die Energie des Lichtes diskontinuierlich im Raume verteilt sei. Nach der hier ins Auge zu fassenden Annahme ist bei Ausbreitung eines von einem Punkte ausgehenden Lichtstrahles die Energie nicht kontinuierlich auf größer und größer werdende Räume verteilt, sondern es besteht dieselbe aus einer endlichen Zahl von in Raumpunkten lokalisierten Energiequanten, welche sich bewegen, ohne sich zu teilen und nur als Ganze absorbiert und erzeugt werden können.

Im folgenden will ich den Gedankengang mitteilen und die Tatsachen anführen, welche mich auf diesen Weg geführt haben, in der Hoffnung, daß der darzulegende Gesichtspunkt sich einigen Forschern bei ihren Untersuchungen als brauchbar erweisen möge.

§ 1. Über eine die Theorie der „schwarzen Strahlung“ betreffende Schwierigkeit.

Wir stellen uns zunächst auf den Standpunkt der Maxwell'schen Theorie und Elektronentheorie und betrachten folgenden Fall. In einem von vollkommen reflektierenden Wänden eingeschlossenen Raumes befinde sich eine Anzahl Gasmoleküle und Elektronen, welche freibeweglich sind und aufeinander konservative Kräfte ausüben, wenn sie einander sehr nahe kommen, d. h. miteinander wie Gasmoleküle nach der kinetischen Gastheorie zusammenstoßen können.¹⁾ Eine Anzahl

1) Diese Annahme ist gleichbedeutend mit der Voraussetzung, daß die mittleren kinetischen Energien von Gasmolekülen und Elektronen bei Temperaturgleichgewicht einander gleich seien. Mit Hilfe letzterer Voraussetzung hat Hr. Drude bekanntlich das Verhältnis von thermischem und elektrischem Leitungsvermögen der Metalle auf theoretischem Wege abgeleitet.

Elektronen sei ferner an voneinander weit entfernte Punkte des Raumes gekettet durch nach diesen Punkten gerichtete, den Elongationen proportionale Kräfte. Auch diese Elektronen sollen mit den freien Molekülen und Elektronen in konservative Wechselwirkung treten, wenn ihnen letztere sehr nahe kommen. Wir nennen die an Raumpunkte geketteten Elektronen „Resonatoren“; sie senden elektromagnetische Wellen bestimmter Periode aus und absorbieren solche.

Nach der gegenwärtigen Ansicht über die Entstehung des Lichtes müßte die Strahlung im betrachteten Raume, welche unter Zugrundelegung der Maxwellschen Theorie für den Fall des dynamischen Gleichgewichtes gefunden wird, mit der „schwarzen Strahlung“ identisch sein — wenigstens wenn Resonatoren aller in Betracht zu ziehenden Frequenzen als vorhanden angesehen werden.

Wir sehen vorläufig von der von den Resonatoren emittierten und absorbierten Strahlung ab und fragen nach der Wechselwirkung (den Zusammenstößen) von Molekülen und Elektronen entsprechenden Bedingung für das dynamische Gleichgewicht. Die kinetische Gastheorie liefert für letzteres die Bedingung, daß die mittlere lebendige Kraft eines Resonatorelektrons gleich der mittleren kinetischen Energie der fortschreitenden Bewegung eines Gasmoleküles sein muß. Zerlegen wir die Bewegung des Resonatorelektrons in drei aufeinander senkrechte Schwingungsbewegungen, so finden wir für den Mittelwert \bar{E} der Energie einer solchen geradlinigen Schwingungsbewegung

$$\bar{E} = \frac{R}{N} T,$$

wobei R die absolute Gaskonstante, N die Anzahl der „wirklichen Moleküle“ in einem Grammäquivalent und T die absolute Temperatur bedeutet. Die Energie \bar{E} ist nämlich wegen der Gleichheit der zeitlichen Mittelwerte von kinetischer und potentieller Energie des Resonators $\frac{2}{3}$ mal so groß wie die lebendige Kraft eines freien, einatomigen Gasmoleküles. Würde nun durch irgend eine Ursache — in unserem Falle durch Strahlungsvorgänge — bewirkt, daß die Energie eines Resonators einen größeren oder kleineren zeitlichen Mittelwert als \bar{E} besitzt, so würden die Zusammenstöße mit den freien Elek-

tronen und Molekülen zu einer im Mittel von Null verschiedenen Energieabgabe an das Gas bez. Energieaufnahme von dem Gas führen. Es ist also in dem von uns betrachteten Falle dynamisches Gleichgewicht nur dann möglich, wenn jeder Resonator die mittlere Energie \bar{E} besitzt.

Eine ähnliche Überlegung machen wir jetzt bezüglich der Wechselwirkung der Resonatoren und der im Raume vorhandenen Strahlung. Hr. Planck hat für diesen Fall die Bedingung des dynamischen Gleichgewichtes abgeleitet¹⁾ unter der Voraussetzung, daß die Strahlung als ein denkbar ungeordnetster Prozeß²⁾ betrachtet werden kann. Er fand:

$$\bar{E}_\nu = \frac{L^3}{8\pi\nu^3} \varrho_\nu.$$

\bar{E}_ν ist hierbei die mittlere Energie eines Resonators von der Eigenfrequenz ν (pro Schwingungskomponente), L die Lichtgeschwindigkeit, ν die Frequenz und $\varrho_\nu d\nu$ die Energie pro Volumeinheit desjenigen Teiles der Strahlung, dessen Schwingungszahl zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt.

1) M. Planck, Ann. d. Phys. 1. p. 99. 1900.

2) Diese Voraussetzung läßt sich folgendermaßen formulieren. Wir entwickeln die Z -Komponente der elektrischen Kraft (Z) in einem beliebigen Punkte des betreffenden Raumes zwischen den Zeitgrenzen $t=0$ und $t=T$ (wobei T eine relativ zu allen in Betracht zu ziehenden Schwingungsdauern sehr große Zeit bedeute) in eine Fouriersche Reihe

$$Z = \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} A_\nu \sin \left(2\pi\nu \frac{t}{T} + \alpha_\nu \right),$$

wobei $A_\nu \geq 0$ und $0 \leq \alpha_\nu \leq 2\pi$. Denkt man sich in demselben Raumpunkte eine solche Entwicklung beliebig oft bei zufällig gewählten Anfangspunkten der Zeit ausgeführt, so wird man für die Größen A_ν und α_ν verschiedene Wertsysteme erhalten. Es existieren dann für die Häufigkeit der verschiedenen Wertekombinationen der Größen A_ν und α_ν (statistische) Wahrscheinlichkeiten dW von der Form:

$$dW = f(A_1 A_2 \dots \alpha_1 \alpha_2 \dots) dA_1 dA_2 \dots d\alpha_1 d\alpha_2 \dots$$

Die Strahlung ist dann eine denkbar ungeordnete, wenn

$$f(A_1, A_2 \dots \alpha_1, \alpha_2 \dots) = F_1(A_1) F_2(A_2) \dots f_1(\alpha_1) \cdot f_2(\alpha_2) \dots,$$

d. h. wenn die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Wertes einer der Größen A bez. α von den Werten, welche die anderen Größen A bez. α besitzen, unabhängig ist. Mit je größerer Annäherung die Bedingung erfüllt ist, daß die einzelnen Paare von Größen A_ν und α_ν von Emissions- und Absorptionsprozessen besonderer Resonatorengruppen abhängen, mit desto größerer Annäherung wird also in dem von uns betrachteten Falle die Strahlung als eine „denkbar ungeordnete“ anzusehen sein.

Soll die Strahlungsenergie von der Frequenz ν nicht beständig im Ganzen weder vermindert noch vermehrt werden, so muß gelten:

$$\frac{R}{N} T = \bar{E} = \bar{E}_\nu = \frac{L^3}{8 \pi \nu^3} \varrho_\nu,$$

$$\varrho_\nu = \frac{R}{N} \frac{8 \pi \nu^3}{L^3} T.$$

Diese als Bedingung des dynamischen Gleichgewichtes gefundene Beziehung entbehrt nicht nur der Übereinstimmung mit der Erfahrung, sondern sie besagt auch, daß in unserem Bilde von einer bestimmten Energieverteilung zwischen Äther und Materie nicht die Rede sein kann. Je weiter nämlich der Schwingungsbereich der Resonatoren gewählt wird, desto größer wird die Strahlungsenergie des Raumes, und wir erhalten in der Grenze

$$\int_0^\infty \varrho_\nu d\nu = \frac{R}{N} \frac{8 \pi}{L^3} T \int_0^\infty \nu^3 d\nu = \infty.$$

§ 2. Über die Plancksche Bestimmung der Elementarquanta.

Wir wollen im folgenden zeigen, daß die von Hrn. Planck gegebene Bestimmung der Elementarquanta von der von ihm aufgestellten Theorie der „schwarzen Strahlung“ bis zu einem gewissen Grade unabhängig ist.

Die allen bisherigen Erfahrungen genügende Plancksche Formel¹⁾ für ϱ_ν lautet

$$\varrho_\nu = \frac{\alpha \nu^3}{\frac{\beta \nu}{e^{\frac{h \nu}{T}} - 1}},$$

wobei

$$\alpha = 6,10 \cdot 10^{-56},$$

$$\beta = 4,866 \cdot 10^{-11}.$$

Für große Werte von T/ν , d. h. für große Wellenlängen und Strahlungsdichten geht diese Formel in der Grenze in folgende über:

$$\varrho_\nu = \frac{\alpha}{\beta} \nu^3 T.$$

1) M. Planck, Ann. d. Phys. 4. p. 561. 1901.

Man erkennt, daß diese Formel mit der in § 1 aus der Maxwellschen und der Elektronentheorie entwickelten übereinstimmt. Durch Gleichsetzung der Koeffizienten beider Formeln erhält man:

$$\frac{R}{N} \frac{8\pi}{L^3} = \frac{\alpha}{\beta}$$

oder

$$N = \frac{\beta}{\alpha} \frac{8\pi R}{L^3} = 6,17 \cdot 10^{23},$$

d. h. ein Atom Wasserstoff wiegt $1/N$ Gramm $= 1,62 \cdot 10^{-24}$ g. Dies ist genau der von Hrn. Planck gefundene Wert, welcher mit den auf anderen Wegen gefundenen Werten für diese Größe befriedigend übereinstimmt.

Wir gelangen daher zu dem Schlusse: Je größer die Energiedichte und die Wellenlänge einer Strahlung ist, als um so brauchbarer erweisen sich die von uns benutzten theoretischen Grundlagen; für kleine Wellenlängen und kleine Strahlungsdichten aber versagen dieselben vollständig.

Im folgenden soll die „schwarze Strahlung“ im Anschluß an die Erfahrung ohne Zugrundelegung eines Bildes über die Erzeugung und Ausbreitung der Strahlung betrachtet werden.

§ 3. Über die Entropie der Strahlung.

Die folgende Betrachtung ist in einer berühmten Arbeit des Hrn. W. Wien enthalten und soll hier nur der Vollständigkeit halber Platz finden.

Es liege eine Strahlung vor, welche das Volumen v einnehme. Wir nehmen an, daß die wahrnehmbaren Eigenschaften der vorliegenden Strahlung vollkommen bestimmt seien, wenn die Strahlungsdichte $\rho(v)$ für alle Frequenzen gegeben ist.¹⁾ Da Strahlungen von verschiedenen Frequenzen als ohne Arbeitsleistung und ohne Wärmezufuhr voneinander trennbar anzusehen sind, so ist die Entropie der Strahlung in der Form

$$S = v \int_0^{\infty} \varphi(\rho, \nu) d\nu$$

darstellbar, wobei φ eine Funktion der Variablen ρ und ν

1) Diese Annahme ist eine willkürliche. Man wird naturgemäß an dieser einfachsten Annahme so lange festhalten, als nicht das Experiment dazu zwingt, sie zu verlassen.

bedeutet. Es kann φ auf eine Funktion von nur einer Variablen reduziert werden durch Formulierung der Aussage, daß durch adiabatische Kompression einer Strahlung zwischen spiegelnden Wänden, deren Entropie nicht geändert wird. Wir wollen jedoch hierauf nicht eintreten, sondern sogleich untersuchen, wie die Funktion φ aus dem Strahlungsgesetz des schwarzen Körpers ermittelt werden kann.

Bei der „schwarzen Strahlung“ ist ϱ eine solche Funktion von ν , daß die Entropie bei gegebener Energie ein Maximum ist, d. h. daß

$$\delta \int_0^{\infty} \varphi(\varrho, \nu) d\nu = 0,$$

wenn

$$\delta \int_0^{\infty} \varrho d\nu = 0.$$

Hieraus folgt, daß für jede Wahl des $\delta \varrho$ als Funktion von ν

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \varrho} - \lambda \right) \delta \varrho d\nu = 0,$$

wobei λ von ν unabhängig ist. Bei der schwarzen Strahlung ist also $\partial \varphi / \partial \varrho$ von ν unabhängig.

Für die Temperaturzunahme einer schwarzen Strahlung vom Volumen $v = 1$ um dT gilt die Gleichung:

$$dS = \int_{\nu=0}^{\nu=\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial \varrho} d\varrho d\nu,$$

oder, da $\partial \varphi / \partial \varrho$ von ν unabhängig ist:

$$dS = \frac{\partial \varphi}{\partial \varrho} dE.$$

Da dE gleich der zugeführten Wärme und der Vorgang umkehrbar ist, so gilt auch:

$$dS = \frac{1}{T} dE.$$

Durch Vergleich erhält man:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \varrho} = \frac{1}{T}.$$

Dies ist das Gesetz der schwarzen Strahlung. Man kann also

aus der Funktion φ das Gesetz der schwarzen Strahlung und umgekehrt aus letzterem die Funktion φ durch Integration bestimmen mit Rücksicht darauf, daß φ für $\varrho = 0$ verschwindet.

§ 4. Grenzesetz für die Entropie der monochromatischen Strahlung bei geringer Strahlungsdichte.

Aus den bisherigen Beobachtungen über die „schwarze Strahlung“ geht zwar hervor, daß das ursprünglich von Hrn. W. Wien für die „schwarze Strahlung“ aufgestellte Gesetz

$$\varrho = \alpha \nu^3 e^{-\beta \frac{\nu}{T}}$$

nicht genau gültig ist. Dasselbe wurde aber für große Werte von ν/T sehr vollkommen durch das Experiment bestätigt. Wir legen diese Formel unseren Rechnungen zugrunde, behalten aber im Sinne, daß unsere Resultate nur innerhalb gewisser Grenzen gelten.

Aus dieser Formel ergibt sich zunächst:

$$\frac{1}{T} = -\frac{1}{\beta \nu} \lg \frac{\varrho}{\alpha \nu^3}$$

und weiter unter Benutzung der in dem vorigen Paragraphen gefundenen Beziehung:

$$\varphi(\varrho, \nu) = -\frac{\varrho}{\beta \nu} \left\{ \lg \frac{\varrho}{\alpha \nu^3} - 1 \right\}.$$

Es sei nun eine Strahlung von der Energie E gegeben, deren Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt. Die Strahlung nehme das Volumen v ein. Die Entropie dieser Strahlung ist:

$$S = v \varphi(\varrho, \nu) d\nu = -\frac{E}{\beta \nu} \left\{ \lg \frac{E}{v \alpha \nu^3 d\nu} - 1 \right\}.$$

Beschränken wir uns darauf, die Abhängigkeit der Entropie von dem von der Strahlung eingenommenen Volumen zu untersuchen, und bezeichnen wir die Entropie der Strahlung mit S_0 , falls dieselbe das Volumen v_0 besitzt, so erhalten wir:

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta \nu} \lg \left(\frac{v}{v_0} \right).$$

Diese Gleichung zeigt, daß die Entropie einer monochromatischen Strahlung von genügend kleiner Dichte nach dem gleichen Gesetze mit dem Volumen variiert wie die Entropie eines idealen Gases oder die einer verdünnten Lösung. Die

soeben gefundene Gleichung soll im folgenden interpretiert werden unter Zugrundelegung des von Hrn. Boltzmann in die Physik eingeführten Prinzips, nach welchem die Entropie eines Systems eine Funktion der Wahrscheinlichkeit seines Zustandes ist.

§ 5. Molekulartheoretische Untersuchung der Abhängigkeit der Entropie von Gasen und verdünnten Lösungen vom Volumen.

Bei Berechnung der Entropie auf molekulartheoretischem Wege wird häufig das Wort „Wahrscheinlichkeit“ in einer Bedeutung angewendet, die sich nicht mit der Definition der Wahrscheinlichkeit deckt, wie sie in der Wahrscheinlichkeitsrechnung gegeben wird. Insbesondere werden die „Fälle gleicher Wahrscheinlichkeit“ häufig hypothetisch festgesetzt in Fällen, wo die angewendeten theoretischen Bilder bestimmt genug sind, um statt jener hypothetischen Festsetzung eine Deduktion zu geben. Ich will in einer besonderen Arbeit zeigen, daß man bei Betrachtungen über thermische Vorgänge mit der sogenannten „statistischen Wahrscheinlichkeit“ vollkommen auskommt und hoffe dadurch eine logische Schwierigkeit zu beseitigen, welche der Durchführung des Boltzmannschen Prinzips noch im Wege steht. Hier aber soll nur dessen allgemeine Formulierung und dessen Anwendung auf ganz spezielle Fälle gegeben werden.

Wenn es einen Sinn hat, von der Wahrscheinlichkeit eines Zustandes eines Systems zu reden, wenn ferner jede Entropiezunahme als ein Übergang zu einem wahrscheinlicheren Zustande aufgefaßt werden kann, so ist die Entropie S_1 eines Systems eine Funktion der Wahrscheinlichkeit W_1 seines momentanen Zustandes. Liegen also zwei nicht miteinander in Wechselwirkung stehende Systeme S_1 und S_2 vor, so kann man setzen:

$$S_1 = \varphi_1(W_1),$$

$$S_2 = \varphi_2(W_2).$$

Betrachtet man diese beiden Systeme als ein einziges System von der Entropie S und der Wahrscheinlichkeit W , so ist:

$$S = S_1 + S_2 = \varphi(W)$$

und

$$W = W_1 \cdot W_2.$$

Die letztere Beziehung sagt aus, daß die Zustände der beiden Systeme voneinander unabhängige Ereignisse sind.

Aus diesen Gleichungen folgt:

$$\varphi(W_1 \cdot W_2) = \varphi(W_1) + \varphi(W_2)$$

und hieraus endlich

$$\varphi_1(W_1) = C \lg(W_1) + \text{konst.},$$

$$\varphi_2(W_2) = C \lg(W_2) + \text{konst.},$$

$$\varphi(W) = C \lg(W) + \text{konst.}$$

Die Größe C ist also eine universelle Konstante; sie hat, wie aus der kinetischen Gastheorie folgt, den Wert R/N , wobei den Konstanten R und N dieselbe Bedeutung wie oben beizulegen ist. Bedeutet S_0 die Entropie bei einem gewissen Anfangszustande eines betrachteten Systems und W die relative Wahrscheinlichkeit eines Zustandes von der Entropie S , so erhalten wir also allgemein:

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \lg W.$$

Wir behandeln zunächst folgenden Spezialfall. In einem Volumen v_0 sei eine Anzahl (n) beweglicher Punkte (z. B. Moleküle) vorhanden, auf welche sich unsere Überlegung beziehen soll. Außer diesen können in dem Raume noch beliebig viele andere bewegliche Punkte irgendwelcher Art vorhanden sein. Über das Gesetz, nach dem sich die betrachteten Punkte in dem Raume bewegen, sei nichts vorausgesetzt, als daß in bezug auf diese Bewegung kein Raumteil (und keine Richtung) von den anderen ausgezeichnet sei. Die Anzahl der betrachteten (ersterwähnten) beweglichen Punkte sei ferner so klein, daß von einer Wirkung der Punkte aufeinander abgesehen werden kann.

Dem betrachteten System, welches z. B. ein ideales Gas oder eine verdünnte Lösung sein kann, kommt eine gewisse Entropie S_0 zu. Wir denken uns einen Teil des Volumens v_0 von der Größe v und alle n beweglichen Punkte in das Volumen v versetzt, ohne daß an dem System sonst etwas geändert wird. Diesem Zustand kommt offenbar ein anderer Wert der Entropie (S) zu, und wir wollen nun die Entropiedifferenz mit Hilfe des Boltzmannschen Prinzips bestimmen.

Wir fragen: Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit des letzterwähnten Zustandes relativ zum ursprünglichen? Oder: Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich in einem zufällig herausgegriffenen Zeitmoment alle n in einem gegebenen Volumen v_0 unabhängig voneinander beweglichen Punkte (zufällig) in dem Volumen v befinden?

Für diese Wahrscheinlichkeit, welche eine „statistische Wahrscheinlichkeit“ ist, erhält man offenbar den Wert:

$$W = \left(\frac{v}{v_0}\right)^n;$$

man erhält hieraus durch Anwendung des Boltzmannschen Prinzipes:

$$S - S_0 = R \left(\frac{n}{N}\right) \lg \left(\frac{v}{v_0}\right).$$

Es ist bemerkenswert, daß man zur Herleitung dieser Gleichung, aus welcher das Boyle-Gay-Lussacsche Gesetz und das gleichlautende Gesetz des osmotischen Druckes leicht thermodynamisch ableiten kann¹⁾; keine Voraussetzung über das Gesetz zu machen braucht, nachdem sich die Moleküle bewegen.

§ 6. Interpretation des Ausdruckes für die Abhängigkeit der Entropie der monochromatischen Strahlung vom Volumen nach dem Boltzmannschen Prinzip.

Wir haben in § 4 für die Abhängigkeit der Entropie der monochromatischen Strahlung vom Volumen den Ausdruck gefunden:

$$S - S_0 = \frac{E}{\beta v} \lg \left(\frac{v}{v_0}\right).$$

Schreibt man diese Formel in der Gestalt:

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \lg \left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{N}{R} \frac{E}{\beta v}} \right]$$

1) Ist E die Energie des Systems, so erhält man:

$$-d(E - TS) = p dv = T dS = R \frac{n}{N} \frac{dv}{v};$$

also

$$pv = R \frac{n}{N} T.$$

und vergleicht man sie mit der allgemeinen, das Boltzmannsche Prinzip ausdrückenden Formel

$$S - S_0 = \frac{R}{N} \lg W,$$

so gelangt man zu folgendem Schluß:

Ist monochromatische Strahlung von der Frequenz ν und der Energie E in das Volumen v_0 (durch spiegelnde Wände) eingeschlossen, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich in einem beliebig herausgegriffenen Zeitmoment die ganze Strahlungsenergie in dem Teilvolumen v des Volumens v_0 befindet:

$$W = \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\frac{N}{R} \frac{E}{\beta \nu}}.$$

Hieraus schließen wir weiter:

Monochromatische Strahlung von geringer Dichte (innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Wienschen Strahlungsformel) verhält sich in wärmetheoretischer Beziehung so, wie wenn sie aus voneinander unabhängigen Energiequanten von der Größe $R\beta\nu/N$ bestünde.

Wir wollen noch die mittlere Größe der Energiequanten der „schwarzen Strahlung“ mit der mittleren lebendigen Kraft der Schwerpunktsbewegung eines Moleküls bei der nämlichen Temperatur vergleichen. Letztere ist $\frac{3}{2}(R/N)T$, während man für die mittlere Größe des Energiequantums unter Zugrundelegung der Wienschen Formel erhält:

$$\frac{\int_0^{\infty} \alpha \nu^3 e^{-\frac{\beta \nu}{T}} d\nu}{\int_0^{\infty} \frac{N}{R\beta \nu} \alpha \nu^3 e^{-\frac{\beta \nu}{T}} d\nu} = 3 \frac{R}{N} T.$$

Wenn sich nun monochromatische Strahlung (von hinreichend kleiner Dichte) bezüglich der Abhängigkeit der Entropie vom Volumen wie ein diskontinuierliches Medium verhält, welches aus Energiequanten von der Größe $R\beta\nu/N$ besteht, so liegt es nahe, zu untersuchen, ob auch die Gesetze der

Erzeugung und Verwandlung des Lichtes so beschaffen sind, wie wenn das Licht aus derartigen Energiequanten bestünde. Mit dieser Frage wollen wir uns im folgenden beschäftigen.

§ 7. Über die Stokessche Regel.

Es werde monochromatisches Licht durch Photolumineszenz in Licht anderer Frequenz verwandelt und gemäß dem eben erlangten Resultat angenommen, daß sowohl das erzeugende wie das erzeugte Licht aus Energiequanten von der Größe $(R/N)\beta\nu$ bestehe, wobei ν die betreffende Frequenz bedeutet. Der Verwandlungsprozeß wird dann folgendermaßen zu deuten sein. Jedes erzeugende Energiequant von der Frequenz ν_1 wird absorbiert und gibt — wenigstens bei genügend kleiner Verteilungsdichte der erzeugenden Energiequanten — für sich allein Anlaß zur Entstehung eines Lichtquants von der Frequenz ν_2 ; eventuell können bei der Absorption des erzeugenden Lichtquants auch gleichzeitig Lichtquanten von den Frequenzen ν_3, ν_4 etc. sowie Energie anderer Art (z. B. Wärme) entstehen. Unter Vermittelung von was für Zwischenprozessen dies Endresultat zustande kommt, ist gleichgültig. Wenn die photolumineszierende Substanz nicht als eine beständige Quelle von Energie anzusehen ist, so kann nach dem Energieprinzip die Energie eines erzeugten Energiequants nicht größer sein als die eines erzeugenden Lichtquants; es muß also die Bezeichnung gelten:

$$\frac{R}{N} \beta \nu_2 \leq \frac{R}{N} \beta \nu_1$$

oder

$$\nu_2 \leq \nu_1.$$

Dies ist die bekannte Stokessche Regel.

Besonders hervorzuheben ist, daß bei schwacher Belichtung die erzeugte Lichtmenge der erregenden unter sonst gleichen Umständen nach unserer Auffassung der erregenden Lichtstärke proportional sein muß, da jedes erregende Energiequant einen Elementarprozeß von der oben angedeuteten Art verursachen wird, unabhängig von der Wirkung der anderen erregenden Energiequanten. Insbesondere wird es keine untere Grenze für die Intensität des erregenden Lichtes geben, unterhalb welcher das Licht unfähig wäre, lichterregend zu wirken.

Abweichungen von der Stokesschen Regel sind nach der dargelegten Auffassung der Phänomene in folgenden Fällen denkbar:

1. wenn die Anzahl der gleichzeitig in Umwandlung begriffenen Energiequanten pro Volumeneinheit so groß ist, daß ein Energiequant des erzeugten Lichtes seine Energie von mehreren erzeugenden Energiequanten erhalten kann;

2. wenn das erzeugende (oder erzeugte) Licht nicht von derjenigen energetischen Beschaffenheit ist, die einer „schwarzen Strahlung“ aus dem Gültigkeitsbereich des Wienschen Gesetzes zukommt, wenn also z. B. das erregende Licht von einem Körper so hoher Temperatur erzeugt ist, daß für die in Betracht kommende Wellenlänge das Wiensche Gesetz nicht mehr gilt.

Die letztgenannte Möglichkeit verdient besonderes Interesse. Nach der entwickelten Auffassung ist es nämlich nicht ausgeschlossen, daß eine „nicht Wiensche Strahlung“ auch in großer Verdünnung sich in energetischer Beziehung anders verhält als eine „schwarze Strahlung“ aus dem Gültigkeitsbereich des Wienschen Gesetzes.

§ 8. Über die Erzeugung von Kathodenstrahlen durch Belichtung fester Körper.

Die übliche Auffassung, daß die Energie des Lichtes kontinuierlich über den durchstrahlten Raum verteilt sei, findet bei dem Versuch, die lichtelektrischen Erscheinungen zu erklären, besonders große Schwierigkeiten, welche in einer bahnbrechenden Arbeit von Hrn. Lenard dargelegt sind.¹⁾

Nach der Auffassung, daß das erregende Licht aus Energiequanten von der Energie $(R/N)\beta\nu$ bestehe, läßt sich die Erzeugung von Kathodenstrahlen durch Licht folgendermaßen auffassen. In die oberflächliche Schicht des Körpers dringen Energiequanten ein, und deren Energie verwandelt sich wenigstens zum Teil in kinetische Energie von Elektronen. Die einfachste Vorstellung ist die, daß ein Lichtquant seine ganze Energie an ein einziges Elektron abgibt; wir wollen annehmen, daß dies vorkomme. Es soll jedoch nicht ausgeschlossen sein, daß Elektronen die Energie von Lichtquanten nur teilweise aufnehmen. Ein im Innern des Körpers mit kinetischer Energie

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. p. 169 u. 170. 1902.

versehenes Elektron wird, wenn es die Oberfläche erreicht hat, einen Teil seiner kinetischen Energie eingebüßt haben. Außerdem wird anzunehmen sein, daß jedes Elektron beim Verlassen des Körpers eine (für den Körper charakteristische) Arbeit P zu leisten hat, wenn es den Körper verläßt. Mit der größten Normalgeschwindigkeit werden die unmittelbar an der Oberfläche normal zu dieser erregten Elektronen den Körper verlassen. Die kinetische Energie solcher Elektronen ist

$$\frac{R}{N} \beta v - P.$$

Ist der Körper zum positiven Potential Π geladen und von Leitern vom Potential Null umgeben und ist Π eben imstande, einen Elektrizitätsverlust des Körpers zu verhindern, so muß sein:

$$\Pi e = \frac{R}{N} \beta v - P,$$

wobei e die elektrische Masse des Elektrons bedeutet, oder

$$\Pi E = R \beta v - P',$$

wobei E die Ladung eines Grammäquivalentes eines einwertigen Ions und P' das Potential dieser Menge negativer Elektrizität in bezug auf den Körper bedeutet.¹⁾

Setzt man $E = 9,6 \cdot 10^3$, so ist $\Pi \cdot 10^{-8}$ das Potential in Volts, welches der Körper bei Bestrahlung im Vakuum annimmt.

Um zunächst zu sehen, ob die abgeleitete Beziehung der Größenordnung nach mit der Erfahrung übereinstimmt, setzen wir $P' = 0$, $v = 1,03 \cdot 10^{15}$ (entsprechend der Grenze des Sonnenspektrums nach dem Ultraviolett hin) und $\beta = 4,866 \cdot 10^{-11}$. Wir erhalten $\Pi \cdot 10^7 = 4,3$ Volt, welches Resultat der Größenordnung nach mit den Resultaten von Hrn. Lenard übereinstimmt.²⁾

Ist die abgeleitete Formel richtig, so muß Π , als Funktion der Frequenz des erregenden Lichtes in kartesischen Koordinaten dargestellt, eine Gerade sein, deren Neigung von der Natur der untersuchten Substanz unabhängig ist.

1) Nimmt man an, daß das einzelne Elektron durch das Licht aus einem neutralen Molekül unter Aufwand einer gewissen Arbeit losgelöst werden muß, so hat man an der abgeleiteten Beziehung nichts zu ändern; nur ist dann P' als Summe von zwei Summanden aufzufassen.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 8. p. 165 u. 184. Taf. I, Fig. 2. 1902.

Mit den von Hrn. Lenard beobachteten Eigenschaften der lichtelektrischen Wirkung steht unsere Auffassung, soweit ich sehe, nicht im Widerspruch. Wenn jedes Energiequant des erregenden Lichtes unabhängig von allen übrigen seine Energie an Elektronen abgibt, so wird die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, d. h. die Qualität der erzeugten Kathodenstrahlung von der Intensität des erregenden Lichtes unabhängig sein; andererseits wird die Anzahl der den Körper verlassenden Elektronen der Intensität des erregenden Lichtes unter sonst gleichen Umständen proportional sein.¹⁾

Über die mutmaßlichen Gültigkeitsgrenzen der erwähnten Gesetzmäßigkeiten wären ähnliche Bemerkungen zu machen wie bezüglich der mutmaßlichen Abweichungen von der Stokes'schen Regel.

Im vorstehenden ist angenommen, daß die Energie wenigstens eines Teiles der Energiequanten des erzeugenden Lichtes je an ein einziges Elektron vollständig abgegeben werde. Macht man diese naheliegende Voraussetzung nicht, so erhält man statt obiger Gleichung die folgende:

$$hE + P' \leq R\beta\nu.$$

Für die Kathodenlumineszenz, welche den inversen Vorgang zu dem eben betrachteten bildet, erhält man durch eine der durchgeführten analoge Betrachtung:

$$hE + P' \geq R\beta\nu.$$

Bei den von Hrn. Lenard untersuchten Substanzen ist PE stets bedeutend größer als $R\beta\nu$, da die Spannung, welche die Kathodenstrahlen durchlaufen haben müssen, um eben sichtbares Licht erzeugen zu können, in einigen Fällen einige Hundert, in anderen Tausende von Volts beträgt.²⁾ Es ist also anzunehmen, daß die kinetische Energie eines Elektrons zur Erzeugung vieler Lichtenergiequanten verwendet wird.

§ 9. Über die Ionisierung der Gase durch ultraviolettes Licht.

Wir werden anzunehmen haben, daß bei der Ionisierung eines Gases durch ultraviolettes Licht je ein absorbiertes Licht-

1) P. Lenard, l. c. p. 150 und p. 166—168.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. p. 469. 1903.

energiequant zur Ionisierung je eines Gasmoleküles verwendet wird. Hieraus folgt zunächst, daß die Ionisierungsarbeit (d. h. die zur Ionisierung theoretisch nötige Arbeit) eines Moleküles nicht größer sein kann als die Energie eines absorbierten wirksamen Lichtenergiequantens. Bezeichnet man mit J die (theoretische) Ionisierungsarbeit pro Grammäquivalent, so muß also sein:

$$R\beta\nu \geq J.$$

Nach Messungen Lenards ist aber die größte wirksame Wellenlänge für Luft ca. $1,9 \cdot 10^{-6}$ cm, also

$$R\beta\nu = 6,4 \cdot 10^{13} \text{ Erg} \geq J.$$

Eine obere Grenze für die Ionisierungsarbeit gewinnt man auch aus den Ionisierungsspannungen in verdünnten Gasen. Nach J. Stark¹⁾ ist die kleinste gemessene Ionisierungsspannung (an Platinanoden) für Luft ca. 10 Volt.²⁾ Es ergibt sich also für J die obere Grenze $9,6 \cdot 10^{13}$, welche nahezu gleich der eben gefundenen ist. Es ergibt sich noch eine andere Konsequenz, deren Prüfung durch das Experiment mir von großer Wichtigkeit zu sein scheint. Wenn jedes absorbierte Lichtenergiequant ein Molekül ionisiert, so muß zwischen der absorbierten Lichtmenge L und der Anzahl j der durch dieselbe ionisierten Grammmoleküle die Beziehung bestehen:

$$j = \frac{L}{R\beta\nu}.$$

Diese Beziehung muß, wenn unsere Auffassung der Wirklichkeit entspricht, für jedes Gas gelten, welches (bei der betreffenden Frequenz) keine merkliche nicht von Ionisation begleitete Absorption aufweist.

Bern, den 17. März 1905.

1) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen p. 57. Leipzig 1902.

2) Im Gasinnern ist die Ionisierungsspannung für negative Ionen allerdings fünfmal größer.

(Eingegangen 18. März 1905.)

7. *Flammenröhre für akustische Beobachtungen; von H. Rubens und O. Krigar-Menzel.*

1. Beschreibung des Apparates und der Beobachtungsmethode.

Die außerordentlich große Empfindlichkeit, welche mit sehr geringem Überdruck brennende Gasflammen gegen innere und äußere Druckänderungen aufweisen und welche ausreicht, um die atmosphärische Druckänderung bereits bei einer Höhenänderung von einigen Zentimetern deutlich hervortreten zu lassen¹⁾, hat uns dazu veranlaßt, solche Flammen zum Studium stehender Schallwellen zu verwenden. Will man die Empfindlichkeit dieser Flammen voll ausnutzen, so muß man freilich auf die Anwendung Königscher Membrankapseln verzichten. Man ist dann genötigt, die Schallschwingungen im Leuchtgas selbst vor sich gehen zu lassen, was jedoch im vorliegenden



Fig. 1.

Fall keine Schwierigkeit bietet. Wir benutzten bei unseren Versuchen ein etwa 4 m langes, 8 cm weites Messingrohr $A A_1$, Fig. 1, welches an dem einen Ende durch eine 2 mm dicke Messingplatte A , auf dem anderen durch eine Schweinsblase A_1 verschlossen war.²⁾ Vermöge eines Posaunenausuges konnte die Gesamtlänge des Rohres um etwa 50 cm verändert werden. Seitlich mündete bei c ein Ansatzrohr, welches zur Gaszuführung diente. Auf der am höchsten gelegenen Seitenlinie des Rohres befand sich eine geradlinige Lochreihe von etwa 100 Löchern von 2 mm Weite, welche in gleichen Abständen

1) U. Behn, Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterricht 16. p. 129. 1903

2) Statt der Schweinsblase kann man sich auch einer dünnen Gummimembran bedienen.

von 3 cm in die Rohrwand gebohrt waren. Hat man das Leuchtgas etwa 2 Min. lang durch den Rohrstutzen *c* eintreten lassen, so kann man ohne Explosionsgefahr die kleinen Flammen entzünden. Man reguliert nun den Gasdruck durch langsames Schließen des Hahnes derart, daß die kleinen Gasflämmchen etwa 1 cm hoch sind und noch mit deutlich erkennbarer gelber Spitze brennen.¹⁾

Läßt man nunmehr eine Schallquelle in der Nähe der Membran *A* z. B. eine mit Resonanzkasten versehene Stimmgabel ertönen, so bilden sich in dem Rohre stehende Wellen, welche sich mit überraschender Schönheit und Schärfe durch die verschiedene Helligkeit und Größe der einzelnen Flämmchen dokumentieren. Die ganze Rohrlänge zwischen *A* und *C* erscheint dann in gleich lange Strecken geteilt, deren jede einer halben Welle entspricht. In der Mitte einer solchen Strecke brennen die Flammen um einige Zentimeter höher und mit leuchtender Helligkeit; an den Enden sind die Flämmchen sehr klein und dunkel.

Ist die Schallerregung eine sehr kräftige, so entsteht, wie man das erwarten würde, am Rohrende *A* an der Stelle der größten Druckschwankung ein Helligkeitsmaximum, und es folgen die übrigen Helligkeitsmaxima in Abständen von $\lambda/2$. Die Flammen besitzen, wie man sich mit Hilfe des rotierenden Spiegels leicht überzeugen kann, vibratorischen Charakter. Tönt dagegen die Schallquelle schwächer, so ist die beobachtete Erscheinung genau die umgekehrte. Jetzt entsteht in dem Rohrende *A* ein Helligkeitsminimum, und alle Helligkeitsmaxima wandern von den Stellen stärkster Druckschwankung in die Stellen stärkster Bewegung. Im rotierenden Spiegel betrachtet, erscheinen die Flammen jetzt vollkommen kontinuierlich. Am schönsten erkennt man den Übergang aus der ersten Erscheinung in die zweite bei dem Abklingen einer stark angeschlagenen Stimmgabel oder Glocke. Bei mäßig angeschlagenen Stimmgabeln oder Glocken, sowie bei nicht zu stark angeblasenen Pfeifen erhält man stets nur den zweiten

1) Da sich der Gasdruck von *C* nach *A* hin verringert, so brennen bei genau horizontaler Lage des Rohres die Flämmchen bei *A* etwas kleiner als bei *C*. Durch eine sehr geringe Neigung des Rohres läßt sich jedoch diese Ungleichmäßigkeit beseitigen.

Zustand, und dieser kann beliebig lange bestehen, so daß man ihn keinesfalls als eine Reaktion auf den ersten Zustand auffassen kann; vielmehr ist es wahrscheinlich, daß der zweite Zustand immer vorhanden ist und nur bei sehr starker Ton-erregung von dem ersten überdeckt wird.

Die Erscheinungen des ersten Zustandes, welcher durch stark leuchtende, vibrierende Flammen in den Stellen größter Dichtigkeitsänderung charakterisiert ist, entsprechen völlig den Erwartungen, welche man sich mit Hilfe der elementaren Wellentheorie bildet. Schwieriger ist es, eine ausreichende Erklärung für das Zustandekommen des zweiten Zustandes zu geben. Zuerst vermuteten wir, daß der zweite Zustand wesentlich durch das Vorhandensein der oberen Lochreihe bedingt werde. Zur Prüfung dieser Ansicht wurden zuerst zwei Drittel aller Löcher verstopft, so daß nur noch jedes dritte Flämmchen brannte. Die Erscheinungen blieben jedoch merklich dieselben wie zuvor. Sie blieben auch noch ungeändert, als nochmals die Hälfte aller noch vorhandenen Löcher geschlossen wurde, und als endlich nur noch einige wenige Flämmchen brannten. Es ist hiernach nicht wahrscheinlich, daß die Lochreihe die wesentliche Ursache für die paradoxen Vorgänge bei dem zweiten Zustande bildet.

Ferner ist hervorzuheben, daß nur für hinreichend hohe Töne sich dasjenige normale Flammenbild zeigt, welches longitudinalen Schwingungen der Gassäule im Rohre entspricht: Jede Halbwelle $\lambda/2$ erzeugt dann ihr Flammenmaximum und -minimum, und das Produkt aus λ und der Schwingungszahl n liefert einen plausiblen Wert der Schallgeschwindigkeit im warmen Leuchtgas. Geringe Verschiedenheiten können dabei unbedenklich auf Ungenauigkeiten der Längenmessungen und auf Temperaturveränderungen des Gases zurückgeführt werden. Geht man aber unter eine gewisse Tongrenze hinab, so erhält man zunächst zwar auch noch deutlich meßbare Halbwellen auf der Flammenreihe, aber das daraus berechnete Produkt $\lambda \cdot n$ übersteigt in grober Weise die Schallgeschwindigkeit. Man kann daher in dieser Tonregion nur noch von einer scheinbaren — abnorm verlängerten — Wellenlänge reden. Bei noch tieferen Tönen hört die Wellenform des Flammenbildes gänzlich auf; man erhält dann eine ziemlich gleichmäßige Erhöhung

der Flammenreihe vom geschlossenen Röhrendende an. Daß nun diese eigentümlichen Abweichungen wesentlich durch die Lochreihe verursacht werden, zeigte sich durch zwei verschiedene Versuche. Erstens reichte die Region der „normalen“ Wellenlängen bis zu tieferen Tönen, wenn jedes zweite Loch verstopft wurde, und zu noch tieferen, wenn nur noch jedes vierte Loch offen gelassen wurde. Zweitens zeigten drei sonst gleiche Flammenröhren mit Löchern von bez. 2,5, 1,7, 1 mm Durchmesser normale Wellenlängen bis herab zu den Schwingungszahlen bez. 1000, 500, 250.

Trotz der Erweiterung des verwendbaren Tongebietes bei engeren Löchern wird man doch gut tun, solche von mindestens 1,5 mm Durchmesser zu benutzen und sich lieber auf höhere Töne zu beschränken, denn bei engeren Löchern erhält man stärkeren Überdruck des Gases im Rohre, welcher die Empfindlichkeit des Apparates stark beeinträchtigt.

Eine andere eigentümliche Erscheinung verdient gleichfalls hervorgehoben zu werden. Sowohl bei dem Schwingungsvorgang des ersten wie des zweiten Zustandes zeigt die mittlere Leuchtkraft und der gesamte Gaskonsum der kleinen Flammen eine deutliche Erhöhung gegenüber dem Ruhezustande und diese Steigerung ist um so größer, je stärker die Schallquelle tönt. Nach länger andauerndem starken Tönen brennen daher sämtliche Flämmchen etwas kleiner, bis sich nach einiger Zeit der normale Zustand wieder herstellt. Bei sehr geringer Gaszuführung und andauernder Schallerregung kann man es erreichen, daß die Flämmchen an den Stellen der Minima noch während des Tönens erlöschen.

Da man die Intensität der meisten Schallquellen nicht beliebig steigern, wohl aber beliebig schwächen kann, die zweite Erscheinung aber bereits bei sehr geringen Schallstärken deutlich zu beobachten ist, so bildet sie für uns das bei weitem wichtigere Beobachtungsmittel.

Durch Verlängerung der Flammenröhre von 4 auf 8 m haben wir uns davon überzeugt, daß die Resonanz des Rohres auf die von uns beobachteten Phänomene keinen merklichen Einfluß ausübt. Ebenso scheint auch der sehr tiefliegende Eigenton der Membran die Erscheinungen nicht zu stören.

Ein Einfluß des Materiales und der Spannung der Membran ist nicht hervorgetreten.

2. Theoretisches.

Die in dem vorstehenden Abschnitt beschriebenen paradoxen Erscheinungen sind folgende:

1. Die Flammenmaxima liegen in dem „zweiten Zustand“ über den Stellen stärkster longitudinaler Bewegung der mit-schwingenden Gassäule, die Minima über den Knoten, in denen die gewöhnlichen Druckoszillationen stehender Wellen am stärksten sind.

2. Die hellen Flammen über den Bäuchen der Bewegung brennen ruhig, während im „ersten Zustande“ die hohen Flammen über den Knoten deutlich oszillieren, wenn es gelingt, diesen Zustand hinreichend lange aufrecht zu erhalten.

3. Es wird während der Resonanz im ganzen mehr Gas aus den Löchern getrieben als im stummen Zustande; die größere Gesamthelligkeit der Flammen beweist dies.

4. Die Flammenröhre liefert richtige Werte der Wellen-längen nur bis zu einer unteren Grenze der Schwingungs-zahlen. Diese hängt ab von der Weite der Löcher und ihrer Zahl pro Längeneinheit.

Beim Anblick des zweiten Zustandes kommt man auf die Vermutung, daß in den Bewegungsbäuchen dauernd ein höherer Druck herrschen müsse als derjenige, um welchen in den Knoten die Druckoszillationen stattfinden. Eine solche Annahme ist aber unvereinbar mit der bekannten Wellengleichung, welche sowohl für die Verdichtung wie für das Geschwindigkeitspotential ebener, reibungsloser, wirbelfreier Schwingungen gelten muß. Auch die Zuhilfenahme von Gliedern zweiter Ordnung aus den hydrodynamischen Grundgleichungen Eulers schafft dieser Annahme keine Berechtigung, ist übrigens wegen der Schwäche der Resonanzschwingung von vornherein abzuweisen.

Der „zweite Zustand“ wird offenbar verursacht durch die Reibung der longitudinal schwingenden Gasmasse an der Röhrenwand. Diese Reibung verhindert, daß die der Wand anliegende Schicht die normale Geschwindigkeit annimmt, welche in den axialen Schichten ungestört zur Ausbildung gelangt. Die dadurch bewirkte Schiebung der Gasschichten erzeugt in den

peripherischen Gegenden der Gassäule Wirbel, welche die Gasmassen gegen die Röhrenwand hin drängen und dort eine Überfüllung, einen Überdruck erzeugen. Wenn man annehmen darf, daß das direkt an die Wand anstoßende Gas dort fest haftet, also gar keine Geschwindigkeit annimmt, so kann man wohl den Überdruck nach jener Regel schätzen, welche den Unterschied zwischen hydrostatischem und hydrodynamischem Drucke angibt gleich der halben Dichtigkeit, multipliziert mit dem Quadrat der Geschwindigkeit des frei strömenden Gases. Es mag sein, daß zu den Zeiten der Umkehr der Geschwindigkeit der Überdruck in den peripheren Schichten der Bäuche jedesmal schwindet, so daß auch diese Erscheinung oszillatorisch ist. Die Flämmchen reagieren aber im „zweiten Zustande“ überhaupt nicht mehr auf die schnellen und schwachen Oszillationen, sondern zeigen dann nur den lokalen zeitlichen Mittelwert des Druckes an. Das Charakteristische des Vorganges besteht aber darin, daß die Geschwindigkeit zwar ihr Vorzeichen wechselt, daß der Überdruck aber beidemale positiv wird, wie das bei einer vom Quadrate der Geschwindigkeit abhängigen Erscheinung zu erwarten ist. Darum ist der zeitliche Mittelwert des Druckes an diesen Stellen höher, während in den Knoten Verdichtung und Verdünnung abwechseln, und ein niedriger Mitteldruck entsteht.

Bei weiten Röhren (Durchmesser 8 cm) nehmen die Stellen merklichen Überdruckes gewiß nur einen bescheidenen Bruchteil des Röhrenvolumens ein; deshalb erzeugt die Gasanhäufung in ihnen nur eine geringe Verminderung des Mitteldruckes in den übrigen Gebieten, welcher überdies durch Zuführung neuer Gasmengen immer wieder reguliert wird. Die Flammen brennen daher über den Knoten zwar schwächer als im stummen Zustande (sie werden blau), aber dieser Unterschied ist bei weitem nicht so bedeutend wie bei den etwa zu fünffacher Höhe anwachsenden Flammen über den Bäuchen. Macht man die Versuche bei geschlossenem Gashahn, so sinkt der Mitteldruck bald unter 1 Atm. Daß die Flammen über den Knoten dann schon während der Resonanz erlöschen, findet hierin seine Erklärung.

Der mittlere Überdruck, welcher im zweiten Zustande die Flammen in die Höhe treibt, ist auf weniger als $\frac{1}{100}$ mm

Quecksilbersäule zu schätzen. Man kann nämlich die gleiche Flammendifferenz, welche bei guter Resonanz und mäßig starker Tonquelle auftritt zwischen Bäuchen und Knoten, auf statische Weise zwischen der ersten und letzten Flamme herstellen, indem man das geschlossene Röhrenende um etwa 10 cm hebt. Der Überdruck ist dann gleich der Differenz einer Luftsäule von Zimmertemperatur und einer Leuchtgassäule von etwa 50° C., beide von 10 cm Höhe. Die Zimmerluft hat die Dichtigkeit 0,00120, das Leuchtgas, bezogen auf Normalluft, das spezifische Gewicht 0,42, also die Dichtigkeit bei 50° C.

$$(1) \quad \mu_0 = 0,42 \cdot 0,001293 \cdot \frac{273}{323} = 4,6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}.$$

Der Überdruck beträgt deshalb

$$(1a) \quad \Delta p = (12,0 - 4,6) \cdot 10^{-4} \cdot 981 \cdot 10 = 7,26 \frac{\text{Dyn}}{\text{cm}^2}.$$

Das sind 0,0055 mm Quecksilbersäule.

Darf man im zweiten Flammenzustande den Überdruck in den an der Bewegung gehemmten Wandschichten der Bäuche als Differenz des hydrostatischen und hydrodynamischen Druckes ansehen, so erlaubt der Zahlenwert von Δp in Gleichung (1a) alle Größen der Resonanzschwingung zu berechnen.

Die Verdichtung σ der stehenden ebenen Wellen in der Röhre folgt bei einem einfachen Ton von der Schwingungsdauer T und der Wellenlänge in warmem Leuchtgas λ der Gleichung:

$$(2) \quad \sigma = A \cdot \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \cdot \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Dabei ist A die maximale Verdichtung in den Knoten, x die Abszisse auf der Röhrenachse, gemessen vom geschlossenen Ende, und t die fortschreitende Zeit.

Das Quadrat der Schallgeschwindigkeit ist:

$$(3) \quad c^2 = \frac{\kappa p_0}{\mu_0},$$

wo κ das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen bedeutet (für Methan ist $\kappa = 1,27$), p_0 den mittleren Druck von rund einer Atmo-

sphäre = $10^6 \frac{\text{Dyn}}{\text{cm}^2}$ angibt, und μ_0 aus Gleichung (1) bekannt ist. Es besteht noch die Beziehung

$$(3a) \quad \lambda = c \cdot T.$$

Der oszillierende Druck ist $p = p_0 (1 + \alpha \cdot \sigma)$, also nach Gleichung (2)

$$(4) \quad p = p_0 + \alpha p_0 A \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Die hydrodynamische Grundgleichung von Euler für kleine Geschwindigkeiten u lautet:

$$(5) \quad \frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial p}{\partial x}.$$

Differenziert man Gleichung (4) nach x und setzt den Ausdruck für $\partial p / \partial x$ ein, so ist unter Hinblick auf Gleichung (3)

$$(5a) \quad \frac{\partial u}{\partial t} = + \frac{2\pi}{\lambda} c^2 A \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Diese Gleichung integrieren wir nach t und setzen die Integrationskonstante, welche die ganz unbedeutende Strömung im Rohre bedeutet, gleich 0; dann kommt:

$$(6) \quad u = - \frac{T}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} c^2 A \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \cos 2\pi \frac{t}{T},$$

oder mit Hinblick auf Gleichung (3a):

$$(6a) \quad u = - c A \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \cos 2\pi \frac{t}{T}.$$

Nochmals nach der Zeit integriert, erhalten wir die Verdrückungen ξ der Gasteilchen:

$$(7) \quad \xi = - \frac{1}{2\pi} T c A \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Aus Gleichung (6a) folgt der Mittelwert des Geschwindigkeitsquadrates in den Bäumen:

$$(8) \quad \overline{u^2} = \frac{1}{2} c^2 A^2.$$

Der mittlere Überschuß des statischen Wanddruckes über den dynamischen Axialdruck ist nun $\Delta p = \frac{1}{2} \mu_0 \overline{u^2}$, also nach Gleichungen (8) und (3)

$$(9) \quad \Delta p = \frac{1}{4} \alpha p_0 A^2.$$

Diese Formel in Verbindung mit dem Zahlwert aus Gleichung (1a) liefert den Schlüssel zu allen folgenden Angaben.

Die maximale Verdichtung A ist nach Gleichungen (9) und (1a)

$$(10) \quad A = 2 \sqrt{\frac{A p}{\pi p_0}} = 2 \cdot \sqrt{\frac{7,26}{1,27 \cdot 10^6}} = 4,78 \cdot 10^{-3}.$$

Die maximale Geschwindigkeit in den *nicht* gehemmten axialen Schichten ergibt sich aus Gleichung (6a)

$$(11) \quad \left\{ \begin{aligned} u_{\max} &= c A = \sqrt{\frac{\pi p_0}{\mu_0}} \cdot 2 \sqrt{\frac{A p}{\pi p_0}} = 2 \sqrt{\frac{A p}{\mu_0}} \\ &= \sqrt{\frac{7,26}{4,6 \cdot 10^{-4}}} = 251,5 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}. \end{aligned} \right.$$

Die Amplituden oder maximalen Verrückungen folgen aus Gleichung (7)

$$(12) \quad \xi_{\max} = \frac{1}{2\pi} T c A.$$

Wählt man als Beispiel den Ton c''' mit der Periode $T = 1/1000$ sec, so erhält man aus Gleichungen (12) und (11)

$$(12a) \quad \xi_{\max} = \frac{1}{2\pi} 10^{-3} \cdot 251,5 = 0,040 \text{ cm}.$$

Ungefähr von dieser Größe dürften auch die Exkursionen der Membran am offenen Röhrenende sein.

Die Druckoszillationen in den Knoten erreichen nach Gleichung (4) die Werte

$$(13) \quad \delta p = \pm \pi p_0 A,$$

also nach Gleichung (10)

$$(13a) \quad \delta p = \pm 1,27 \cdot 10^6 \cdot 4,78 \cdot 10^{-3} = 6,03 \cdot 10^3 \frac{\text{Dyn}}{\text{cm}^2}.$$

Sie sind also etwas über 400 mal so groß als die in den peripheren Schichten der Bäuche auftretenden Druckschwankungen; aber sie spielen, abwechselnd positiv und negativ, um den Normaldruck, während die viel schwächeren im Mittel einen Überdruck geben. Dadurch erklärt es sich, daß die Flammen im „ersten Zustande“, wo die Erregung überdies noch viel kräftiger ist als bei der hier angenommenen Schätzung, den Druckoszillationen folgen und über den Knoten vibrierend

brennen, während dies im „zweiten Zustande“ nicht mehr zustande kommt, sondern nur noch der kleine mittlere Überdruck wirksam bleibt.

Dies zur Erklärung der ersten drei Punkte; zur Erläuterung des vierten dient folgende Betrachtung.

Es ist unmöglich anzunehmen, daß durch die Seitenlöcher die Länge longitudinaler Wellen vergrößert werde, denn selbst in seitlich ganz unbegrenzten freien Lufträumen tritt dergleichen nicht ein. Dagegen darf man behaupten, daß durch den Einfluß der Lochreihe die Schallbewegung aufhört, rein longitudinal zu sein. Dieser Einfluß muß aber um so eingreifender sein, je weiter die Löcher sind, und je mehr davon auf eine Wellenlänge entfallen; nämlich die durch die Öffnungen seitlich ein- und austretenden, also von der Longitudinalrichtung abgelenkten Stromfäden müssen sich dann tiefer ins Innere des Rohres erstrecken, können sogar auf die gegenüberliegende Röhrenwandung stoßen, und dadurch bewirken, daß an den Knotenstellen, wo in ganz geschlossenen Röhren die Bewegung verschwindet, sich nunmehr ein ausgedehnteres Gebiet einschiebt, in welchem transversale Bewegung vorherrscht.

Eine exakte Berechnung der Schwingungsform ist wohl sehr schwierig; die Ansätze dazu, welche bei Helmholtz (Luftschwingungen in offenen Röhren, Abschnitt über die Tonhöhe von Resonatoren) zu finden sind, lassen sich nicht direkt auf diesen Fall übertragen, weil hier nicht alle Dimensionen des eingeschlossenen und durch kleine Löcher mit der freien Luft kommunizierenden Raumes als klein gegen die Wellenlänge angenommen werden dürfen.

3. Versuche.

Wir haben mit der Flammenröhre eine große Anzahl von Versuchen ausgeführt, von denen wir die auffälligsten und die lehrreichsten hier beschreiben wollen. Es ist dabei nicht zu vermeiden, daß des Zusammenhanges wegen einiges angeführt wird, was schon im vorhergehenden zur Erklärung der Methode erwähnt wurde.

1. Stellt man sich in der Entfernung von 1,5 bis 2 m vor die Rohrmitte und führt mit der Handfläche oder mit einem

Fächer einen nach der Röhre hin gerichteten Schlag durch die Luft, so zeigt sich folgendes: Die ganze Flammenreihe erleidet eine momentan eintretende Helligkeitsschwankung, ohne im geringsten dabei seitwärts zu flackern. Erst viel später (nach 1—2 Sek.) beginnen die Flammen dann plötzlich heftig zu flackern. Es ist klar, daß die erste Schwankung von der mit Schallgeschwindigkeit fortschreitenden Druckwelle herrührt, während das nachher beobachtete Flackern infolge der viel langsameren Luftströmungen eintritt.

2. Nähert man die Resonanzkastenöffnung einer stark tönenden tieferen Stimmgabel ($c' = 256$) von außen einer Stelle der Flammenreihe, so werden die unmittelbar davor liegenden Flämmchen bedeutend verlängert und oszillieren lebhaft, während zu beiden Seiten in einem Gebiete von etwa $\frac{1}{2}$ m die Flammen viel niedriger brennen, als im ungestörten Zustande. Beim Abklingen der Gabel hört der oszillatorische Charakter der mittleren Flammen auf und das Depressionsgebiet erstreckt sich nunmehr auch über diese. Ist der Abstand der Stimmgabel von der Röhre größer oder erfolgt der Anschlag schwächer, so zeigt sich von Anfang an nur die Depression der Flammen in dem ganzen gestörten Gebiet.

3. Nach der im ersten Abschnitt beschriebenen Methode haben wir die Töne einer Reihe von Instrumenten untersucht. Besonders schöne Figuren erhält man von Stimmgabeln, deren Resonanzkastenöffnungen, und von Glocken, deren Höhlungen der Membran dicht vorgehalten werden. Diese durch kräftigen Anschlag in Schwingungen versetzten festen Körper zeigen beim Abklingen besonders deutlich den Übergang aus dem ersten in den zweiten Zustand des Flammenphänomens. Ferner liefern Pfeifen verschiedenster Art sehr kräftige Wirkungen, namentlich wenn man den Labialsalt der Membran bis auf einige Zentimeter nähert.

Ein hübscher Vorlesungsversuch läßt sich mit einer gedackten Pfeife ausführen, deren Tonhöhe durch Verstellung eines Abschlußstempels in weiten Grenzen verändert werden kann. Bei kontinuierlicher Vertiefung des Tones wandern die Helligkeitsmaxima vom geschlossenen Ende nach dem Membranende der Flammenröhre unter gleichzeitiger Verlängerung der Wellen. Einen überraschenden Anblick zeigt auch das Über-

springen des Grundtones einer stark angeblasenen Labialpfeife in den nächsten Oberton. Hierzu eignet sich fast jede Pfeife, will man aber nacheinander eine größere Reihe von Obertönen erhalten, so empfiehlt sich die Anwendung einer besonderen Pfeife von einem im Verhältnis zu ihrer Länge sehr geringen Querschnitt (Obertonpfeife). Auf einer solchen spricht der Grundton allerdings nur schwer an, aber man kann die Obertöne vom zweiten bis etwa zum vierzehnten nacheinander herausbringen, wobei die Flammenreihe die proportional der reziproken Ordnungszahl abnehmenden Wellenlängen direkt an einem Maßstab zu messen erlaubt. Mißt man z. B. vom festen Röhrenende aus diejenige Strecke ab, auf welcher der vierte Ton (welcher bereits so hoch liegt, daß die oben beschriebene abnorme Verlängerung der Wellen nicht mehr eintritt) vier Halbwellen hervorruft, so beobachtet man, daß auf genau derselben Strecke der fünfte Ton fünf Halbwellen, der vierzehnte vierzehn Halbwellen erzeugt. Um bei der Obertonpfeife möglichst starke Schallübertragung zu erzielen, ist es zweckmäßig, das offene Ende des engen Pfeifenrohres mit einem weiten Schalltrichter zu versehen, welcher über das Membranende der Flammenröhre geschoben wird.

Alle erwähnten Instrumente erzeugen dem Augenscheine nach nur das glatte, sinuskurvenförmige Flammenbild des Grundtones, ohne ein Abbild der Klangfarbe zu liefern. Die einzigen von uns beobachteten Fälle komplizierterer, offenbar aus mehreren Wellenzügen zusammengesetzter Profile der Flammenreihe lieferten eine aufschlagende Zungenpfeife von widerlich kreischender Klangfarbe und ausnahmsweise einmal die mehr geschrieenen als gesungenen Vokale *A* und *Ä*. Es scheint also überhaupt eine Eigentümlichkeit der Flammenröhre darin zu bestehen, daß ein ausgeprägtes System von stehenden Sinuswellen das gleichzeitige Zustandekommen eines anderen mindestens erschwert, meist ganz verhindert. Daß der siegende Ton nicht immer der Grundton zu sein braucht, zeigen die nachfolgend mitgeteilten Vokaluntersuchungen. Diese Eigenschaft macht die Flammenröhre zwar zu einer vollständigen Analyse der Klangfarbe im allgemeinen ungeeignet, ist aber zur Entscheidung gewisser besonderer Fragen direkt von Vorteil.

4. Die Vokalklänge der menschlichen Stimme bilden ein besonders interessantes Beobachtungsfeld. Man muß sich bei den Versuchen bemühen, die Vokale bei starker Stimme und streng festgehaltener Tonhöhe in schärfster Klangfarbe zu geben, um die charakteristischen Flammenbilder zu erhalten; man darf vor allem nicht, wie im Kunstgesang bei lang gehaltenen Noten aus Schönheitsrücksichten geschieht, eine dunklere Vokalfarbe eintreten lassen. Die Erfahrungen fassen wir in folgenden Sätzen zusammen:

Die Flammenreihe reagierte auf den Grundton ohne andere erkennbare Details

- a) für alle Vokale, wenn der Grundton in der zweigestrichenen Oktave oder höher liegt;
- b) für die Vokale *O* und *E*, wenn der Grundton oberhalb *e'* liegt;
- c) für die Vokale der Reihe *U-Ü-J* in allen Tonlagen.

Der Punkt c) ist merkwürdig, da man mit bloßem Ohre beim Übergange von *U* nach *Ü* und darüber hinaus deutlich einen einzelnen verstärkten Oberton von Stufe zu Stufe hinaufsteigen hört.

In allen anderen, nicht unter diese drei Gruppen gehörigen Fällen wirkt augenscheinlich der Grundton gar nicht, sondern nur ein bestimmter harmonischer Oberton desselben, dessen absolute Tonhöhe für jeden Vokal in ein ziemlich eng begrenztes Gebiet fällt. Die Lage dieser Gebiete stimmt gut überein mit den von Helmholtz (Tonempfindungen) u. a. angegebenen Resonanztönen der Mundhöhle bei den betreffenden Stellungen der beweglichen Organe. In denjenigen Fällen freilich, wo dort zwei Eigentöne, nämlich ein hoher der drei- bis viergestrichenen Oktave und ein tieferer der eingestrichenen Oktave angegeben werden, reagierte die Flammenreihe nur auf den tieferen. Daher die zum Verwechseln ähnlichen Flammenbilder bei den beiden Vokalen *O* und *E*, sowie auch bei *Ä* und *Ä*; der tiefere Eigentön bei *E* bez. *Ä* fällt eben in dieselbe Region, wie der einzige bei *O* bez. *Ä*.

Im Gegensatz zu dieser Indifferenz der Reaktion gegen Klangfarbenunterschiede, die dem Ohre ganz bedeutend erscheinen, zeigt die Flammenröhre eine erstaunliche Empfindlichkeit für geringe Nuancen desselben Vokals; idiomatische

Eigentümlichkeiten, die durchs Ohr infolge Gewöhnung kaum mehr apperzipiert werden, unterscheidet sie scharf. So zeigte der Vokal *A*, auf den gleichen Ton *b* gesungen, je nach der dunkleren oder helleren Klangfarbe des Sängers den dritten Partialton *f'''* oder den vierten *b''*, einmal sogar den fünften *d'''*. Ebenso unterscheiden sich die Flammenbilder der dem Ohre nach verwandten Vokalpaare *E* und *Ä*, *O* und *Ö*, *Ä* und *A-Ö* (letzteres Zeichen bedeutet den offenen Vokal, der z. B. in der braunschweigischen Mundart oft statt *A* gebraucht wird, noch offener als der Laut in „Hölle“).

An Einzelheiten über die Tonhöhe des wirkenden Obertones führen wir folgende Daten an: Für den Vokal *A* lag dieser Ton zwischen *gis''* und *cis'''*, am häufigsten etwa bei *b''*. Für *O*, *Ö*, *E* lag er in der oberen Hälfte der eingestrichenen Oktave etwa bei *b'*. Für *Ä*, *A-Ö*, *Ä* endlich in der unteren Hälfte der zweigestrichenen Oktave.

Es wurden auch photographische Aufnahmen der Flammenreihe gemacht. Hrn. Prof. Miethe und Hrn. Dr. Lehmann, welche uns hierbei in liebenswürdigster Weise tatkräftig beistanden, möchten wir an dieser Stelle unseren wärmsten Dank aussprechen. Durch Verwendung der „Perortoplatten“ gelang es, die leuchtenden gelben Flammen vor den kleineren blauen Flämmchen in ähnlicher Weise bevorzugt wiederzugeben, wie das Auge diesen Unterschied wahrnimmt, während gewöhnliche Platten die blauen Flammen verhältnismäßig zu hell wiedergeben und dadurch die Gegensätze abschwächen.

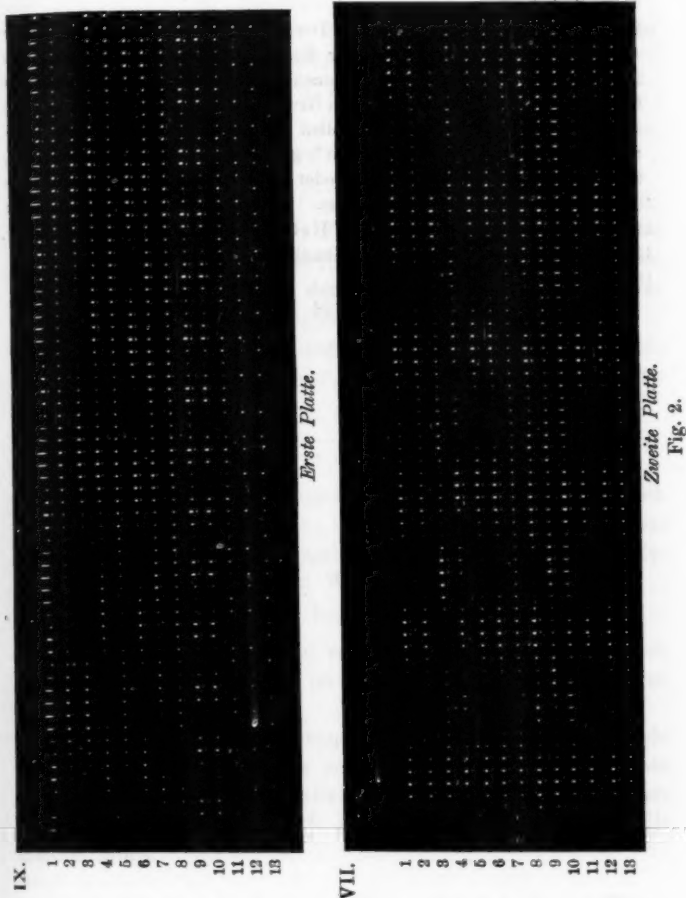
Um eine Anschauung von dem Aussehen der Flammenbilder zu geben, sind hier zwei Platten reproduziert, für welche wir kurze Erläuterungen anfügen. Das festgeschlossene Röhrende liegt links.

Erste Platte.

1 Angeschlagene Glocke von der Tonhöhe *h''*. Man erkennt den ersten Zustand in den langen dünnen Flammen, welche auch am festen Ende ein Maximum besitzen. Dazwischen, genau in den Minimis dieses Phänomens, erscheinen die dickeren (nicht oszillierenden) Flammen des zweiten Zustandes.

2 und 3 Stimmgabel *c''*. Man erkennt nur den zweiten Zustand, am festen Ende links herrscht Dunkelheit. Die Wellenlänge ist bereits ein wenig abnorm lang.

4 bis 13 Töne einer Obertonpfeife vom Grundton d' . Stets zweiter Zustand. Man zähle z. B. in Zeile 7, welche den vierten Partialton d''' zeigt, die ersten vier Halbwellen vom linken Ende ab und markiere sich die Lage des darauffolgenden Flammenminimums. Man wird dann



finden, daß in allen folgenden Zeilen an derselben Stelle ebenfalls ein Minimum liegt. Die Anzahl der bis zu dieser Stelle in den einzelnen Zeilen abzulesenden Halbwellen stimmt mit der durch das Ohr während der Aufnahme festgestellten Ordnungszahl des Partialtones.

Zweite Platte.

Vokal *A*, gesungen von zwei verschiedenen Männerstimmen, die erste 1—7, die andere 8—13 auf folgende Noten:

1 u. 2	auf <i>a'</i>
3	„ <i>f'</i>
4	„ <i>d'</i>
5	„ <i>a</i>
6	„ <i>f</i>
7	„ <i>d</i>
8	„ <i>a'</i>
9	„ <i>f'</i>
10	„ <i>d'</i>
11	„ <i>a</i>
12	„ <i>f</i>
13	„ <i>d</i>

Bemerkungen. Der Ton *f'* (Zeile 3 und 9) ist der einzige dieser Reihe, welcher nicht das charakteristische Flammenbild des Obertones *a'* liefert, aus dem einfachen Grunde, weil *f'* diesen Oberton nicht besitzt. In allen anderen Fällen wirkt hier lediglich der Ton *a'*, gleichviel ob er der zweite, dritte, vierte, fünfte oder sechste Partialton des gesungenen Grundtones ist. Seine Lage stimmt gut überein mit dem von Helmholtz angegebenen Resonanzton *b''* der Mundhöhle bei der Stellung *A*.

(Eingegangen 24. März 1905.)

**8. Farbengleichung
mit Zuhilfenahme der drei Grundempfindungen
im Young-Helmholtzschen Farbensystem;
von V. Grünberg.**

(Aus den Sitzungsberichten der kaiserl. Akad. der Wissensch. zu Wien.
Mathem.-naturw. Klasse 113. Abt. IIa. Mai 1904.)

Alle bisher aufgestellten Farbengleichungen, insbesondere die von König und Dieterici herrührenden¹⁾, lassen eine direkte Beziehung zwischen den Wellenlängen zweier komplementärer Farben nicht erkennen.

Zu einer solchen Beziehung aber kann man leicht gelangen, wenn man sich von folgender, rein rechnerischer Erwägung leiten läßt.

Bezeichnen

ρ , γ und β

die den drei Grundempfindungen des Young-Helmholtzschen Farbensystems, also der Rot-, Grün- und Blauempfindung, zukommenden Wellenlängen und die zwei beliebigen Komplementärfarben entsprechenden Wellenlängen:

λ bez. λ' ,

so enthält sowohl die Farbe von der Wellenlänge λ als auch die von der Wellenlänge λ' im allgemeinen alle drei Gattungen von Strahlen.

Durch die eine, dem *roten* Spektralende näher liegende Farbe (Wellenlänge λ) werde eine Empfindung ausgelöst, deren Rotwert x und deren Grünwert y sei, während der in derselben enthaltene Blauwert²⁾ unter der Empfindungsschwelle bleiben möge.

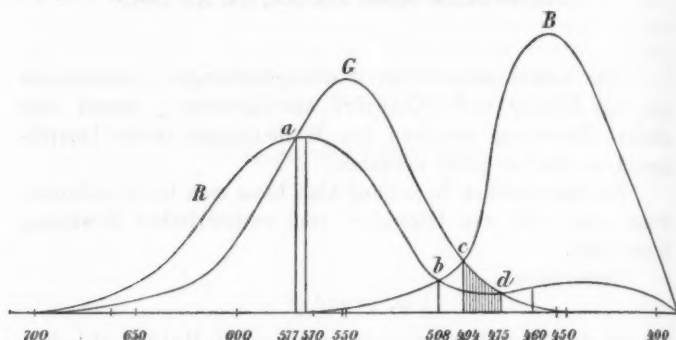
1) A. König u. C. Dieterici, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissenschaften zu Berlin 39. p. 20. 1886.

2) Die Begriffe Rotwert, Grünwert und Blauwert werden hier in demselben Sinne gebraucht, wie dies von Helmholtz in seiner physiol. Optik, 2. Aufl., p. 342 geschieht.

Die letztgenannte Voraussetzung kann mit vollem Rechte gemacht werden, da es sich, wie weiter unten gezeigt werden wird, hier nur um Farbenempfindungen handelt, denen Wellenlängen zwischen

675 und 560

entsprechen und da in diesem Intervalle, wie ein Blick auf die von König-Dieterici¹⁾ bez. von F. Exner²⁾ angefertigten Elementarempfindungskurven lehrt (vgl. Figur), die Blauempfindung tatsächlich noch nicht in Betracht kommt.



Die zweite Farbenempfindung, welche die dem violetten Spektralende näherliegende Komplementärfarbe (Wellenlänge λ') auslöst, enthalte: den Grünwert y' und den Blauwert z , während der Rotwert es sei, der diesmal nicht in Betracht komme.

Freilich ist die Berechtigung dieser letzten Annahme aus den Elementarempfindungskurven nicht auf den ersten Blick hin ersichtlich, da in dem hier, wie später gezeigt werden wird, maßgebenden Wellenlängenintervall

494 bis 460

die Rotkurve allerdings eine Rolle spielt. Allein bei näherer Betrachtung zeigt sich, daß dieselbe gerade in dem bezeichneten Intervalle mit der Abszissenachse nahezu parallel verläuft, so daß eine Vernachlässigung ihres Einflusses nichts anderes als eine Parallelverschiebung der Abszissenlinie bedeutet.

1) A. König u. C. Dieterici, l. c. p. 16.

2) F. Exner, Sitzungsber. d. kaiserl. Akad. d. Wissensch. zu Wien 111. Abt. IIa. Juni 1902.

Nehmen wir nun an, daß bezüglich der in den beiden betrachteten Farben vorhandenen Rot-, Grün- und Blauwerte das in der Farbentheorie allgemein angewendete Prinzip der Schwerpunktsbestimmung gelte.

Alsdann müßte für die ersterwähnte Farbe von der Wellenlänge λ :

$$x \cdot \varrho + y \cdot \gamma = (x + y) \cdot \lambda$$

sein, woraus folgt:

$$y = \frac{\varrho - \lambda}{\lambda - \gamma} \cdot x.$$

In ähnlicher Weise ergäbe sich für die zur obigen komplementäre Farbe (Wellenlänge λ') aus:

$$y' \cdot \gamma + z \cdot \beta = (y' + z) \lambda',$$

$$y' = \frac{\lambda' - \beta}{\gamma - \lambda'} \cdot z.$$

Der in beiden zueinander komplementären, sich also zu „Weiß“ ergänzenden Farben enthaltene Grünwert:

$$y + y'$$

erscheint sonach gegeben durch:

$$\frac{\varrho - \lambda}{\lambda - \gamma} \cdot x + \frac{\lambda' - \beta}{\gamma - \lambda'} \cdot z.$$

Setzen wir nun, wie dies wohl allgemein geschieht, voraus, daß in der Empfindung „Weiß“ die Rot-, Grün- und Blauwerte gleich groß seien¹⁾, daß also

$$y + y' = x = z$$

sei, so resultiert aus:

$$y + y' = \frac{\varrho - \lambda}{\lambda - \gamma} \cdot x + \frac{\lambda' - \beta}{\gamma - \lambda'} \cdot z$$

sofort für die Empfindung „Weiß“ die Gleichung:

$$\frac{\varrho - \lambda}{\lambda - \gamma} + \frac{\lambda' - \beta}{\gamma - \lambda'} = 1,$$

worin ϱ , γ und β die den drei Grundempfindungen, λ und λ' die zwei beliebigen, zueinander komplementären Farben entsprechenden Wellenlängen bedeuten.

1) Vgl. F. Exner, l. c. p. 5, „indem man die rein rechnerische Annahme macht, daß durch unzerlegtes weißes Licht die drei Elementar-empfindungen gleich stark angeregt werden“.

Um zu erfahren, ob diese Farbengleichung wirklich anwendbar sei, soll zunächst zu einer Bestimmung der drei den Grundempfindungen entsprechenden Wellenlängen ρ , γ und β geschritten werden.

Zu diesem Zwecke bedarf es dreier voneinander unabhängiger Gleichungen, die man erhält, wenn man für die Wellenlängen der beiden Komplementärfarben λ und λ' drei durch die unmittelbare Beobachtung gefundene Wertepaare einsetzt.

Diese Wertepaare entnehmen wir der hier folgenden Tabelle. Sie rühren von Helmholtz, Kries, Frey, König und Dieterici¹⁾ her. Die fettgedruckten Werte für λ' sind direkt beobachtet, die anderen durch Interpolation gefunden. Für unsere Gleichungen zu benutzen sind die aus den fünf Beobachtungen resultierenden Mittelwerte von λ' und die dazu gehörigen λ .

λ	λ'						Differenz
	Helmholtz	Kries	Frey	König	Dieterici	Mittel der beob. Werte	
675	—	—	—	496,5	—	—	+2,2
670	—	—	—	—	494,3	—	+0,1
668	—	—	—	495,7	—	—	+1,8
660	—	—	—	—	494	—	+0,2
656,2	492,1	492,4	485,2	496,2	494,4	492,1	-1,5
650	491,8	492,36	485,1	496,7	494,3	492,1	-1,2
638	491,2	492,28	484,9	495,9	494,06	491,6	-1,0
635	491,05	492,26	484,85	495,89	494	491,6	-0,8
626	490,60	492,2	484,6	495,85	493,1	491,4	-0,2
615,3	490,0	490,2	483,8	496	492,6	490,5	0
612,3	489,85	489,6	483,6	494,9	492,4	490,0	0
610	489,75	489,3	483,3	494,1	492,2	489,7	+0,02
607,7	489,7	489,0	483,0	493,3	491,6	489,3	+0,01
599,5	488,3	487,8	481,8	489,8	488,9	487,3	-0,2
588	486,15	485,0	479	486,5	485,9	484,5	+1,1

1) Vgl. H. v. Helmholtz, Handbuch d. phys. Optik II. p. 317 bis 319. 1896.

λ	λ'							Differenz
	Helmholtz	Kries	Frey	König	Dieterici	Mittel der beob. Werte	Berechneter Wert	
587,6	485,95	484,7	478,9	486,3	485,85	484,3	483,2	+ 1,1
586,7	485,7	484	478,7	486	485,78	484,0	482,7	+ 1,3
585,7	485,5	483,25	478,2	485,7	485,7	483,7	482,6	+ 1,1
585,3	485,4	483	478	485,5	485,1	483,4	481,7	+ 1,7
582,6	484,65	481,5	476,5	483,6	481,8	481,6	480,3	+ 1,3
579,7	483,9	478,7	475	483,1	478,5	479,8	477,5	+ 2,3
578	483,4	475,4	474	476,6	476,6	477,2	475,6	+ 1,6
577,7	483,3	474,9	473,9	475	475,8	476,6	475,3	+ 1,3
577	483,1	473,9	473,3	471,8	474	475,2	474,4	+ 0,8
576	482,8	470,9	472,4	467	471,5	472,9	473,05	- 0,15
575,6	482,65	469,5	472	463,8	470	471,6	472,4	- 0,8
575,5	482,62	469,3	471,9	463	469,6	471,3	472,3	- 1,0
574,5	482,3	467,6	471	455	465,85	468,4	470,6	- 2,2
573,9	482,1	466,7	470,4	453	463,6	467,2	469,5	- 2,3
573	479,8	465	469,5	450	460,2	465,0	467,7	- 2,7
572,9	479,55	464,8	469,4	—	459,8	468,4	467,5	+ 0,9
572,8	479,3	464,56	469,3	—	459,4	468,1	467,2	+ 0,9
571,5	475,9	461,25	466,4	—	455	464,7	466,2	- 1,5
571,4	475,65	461	466,2	—	442	461,2	463,8	- 2,6
571,3	475,4	460,8	466	—	448	462,5	463,5	- 1,0
571,1	474,9	460,4	465,6	—	—	467	462,9	+ 4,1
571	474,65	452,1	465,4	—	—	464,1	462,6	+ 1,5
570,7	473,9	446,3	464,8	—	—	461,6	461,8	- 0,2
570,4	473,15	440,4	464	—	—	459	460,7	- 1,7
570,1	472,4	429,5	463,3	—	—	455	459,7	- 4,7
569	469,5	—	460,4	—	—	465	455,6	+ 9,4
568,1	467	—	452,1	—	—	459,5	451,6	+ 7,9
567,1	464,5	—	445,4	—	—	455	445,6	+ 9,4
566,4	463,5	—	429,5	—	—	446,5	440,7	+ 5,8
566,3	463,4	—	440,4	—	—	451,0	440,1	+ 10,9
564,4	461,8	—	—	—	—	461,8	419,5	+ 42,3
563,6	433	—	—	—	—	433	406,2	+ 26,8

Durch Einsetzung verschiedener, einander koordinierter λ und λ' aus der Tabelle in die obige Farbgleichung:

$$\frac{\varrho - \lambda}{\lambda - \gamma} + \frac{\lambda' - \beta}{\gamma - \lambda'} = 1$$

erhielt ich nun durch Rechnung Werte für

$$\beta, \gamma \text{ und } \varrho,$$

welche nicht sehr voneinander abweichen und im Mittel ergeben:

$$\beta = 482,$$

$$\gamma = 506,$$

$$\varrho = 665.$$

Die Werte für β (Blauempfindung) und γ (Grünempfindung) treffen mit den von Exner durch Messung gefundenen¹⁾

$$475 \text{ bez. } 508$$

nahe zusammen, namentlich erscheint der Wert für die Grünempfindung

$$\gamma = 506$$

in guter Übereinstimmung mit dem schon von König-Dieterici angegebenen Werte.²⁾

Der Wert für die Rotempfindung:

$$\varrho = 665$$

würde ergeben, daß diese Grundempfindung dem *äußersten sichtbaren Rot*, für welches als Mittel der Beobachtungswerte:³⁾

Nach Helmholtz	656,2
„ Kries	656,2
„ Frey.	656,2
„ König	675
„ Dieterici.	670

$$3313,6 : 5 = 662,7$$

oder rund

$$\lambda = 663$$

angenommen werden kann, *nahe liegt, und zwar gegen Purpur zu*, wie dies Exners⁴⁾ und wohl auch schon König-Dietericis Annahmen entspricht.

Die obige Farbengleichung geht nun nach Einsetzung

1) F. Exner, l. c. p. 12.

2) A. König-C. Dieterici, l. c. p. 24.

3) Vgl. H. v. Helmholtz, Handb. d. phys. Optik p. 317—319 und unsere Tabelle.

4) l. c. p. 12.

der für die drei Grundempfindungen erhaltenen Wellenlängen über in:

$$\frac{665 - \lambda}{\lambda - 506} + \frac{\lambda' - 482}{506 - \lambda'} - 1,$$

woraus nach einfacher Rechnung folgt:

$$\lambda' = \frac{1494 \lambda - 836418}{3 \lambda - 1677}$$

oder

$$\lambda' = 498 - \frac{424}{\lambda - 559}.$$

Setzt man beispielsweise

$$\lambda = \varrho = 665,$$

so findet man

$$\lambda' = 494$$

als Wellenlänge der zur Grundempfindung „Rot“ komplementären Farbe, was wieder mit Exners Annahme¹⁾ vollkommen zusammentrifft.

Ferner zeigt sich im Einklange mit den Ergebnissen Exners bei Einsetzung von

$$\lambda = 577$$

$$\lambda' = 474,4,$$

was auch dem aus den Beobachtungen von Helmholtz, Kries, Frey, König und Dieterici gewonnenen Mittelwerte für

$$\lambda = 577 \text{ (vgl. Tabelle),}$$

$$\lambda' = 475$$

sehr nahe kommt.²⁾

In ebenso guter und zum Teil noch besserer Übereinstimmung zeigen sich nun, wie aus unserer Tabelle hervorgeht, viele andere aus obiger Gleichung gerechnete Werte für λ' mit den bezüglichen, aus den fünf Beobachtungen hervorgehenden Mittelwerten.

Gleich von den höchsten beobachteten Rotwerten anfangen (welche übrigens wenig verlässlich sind, da nach

1) F. Exner, l. c. p. 12.

2) Als beobachteten Mittelwert findet Exner l. c. $\lambda' = 473,3$, weil er den aus der Helmholtzschen Messungsreihe durch Interpolation gewonnenen Wert 483,1 nicht in Rechnung zieht, wobei sich der oben angeführte, mit Exners Beobachtung vollkommen übereinstimmende Durchschnittswert 475 ergibt.

Exner: „der Farbenton im äußersten Rot des Spektrums sich kaum merklich ändert und für die meisten Beobachter bis etwa $\lambda = 610$ hin konstant bleibt“¹⁾, betragen die Abweichungen zwischen den berechneten und beobachteten λ' (vgl. Tabelle, Differenzkolonne), um 1 herum schwankend, oft nur wenige Zehntel und übersteigen die Ziffer 2 nur in einzelnen Fällen.

Erst von $\lambda = 569$ an zeigen sich größere Differenzen zwischen den beobachteten und berechneten λ' ; doch sind die hier aufgestellten Beobachtungsmittel schon von sehr fraglichem Werte.

Bezüglich der einzelnen Beobachter kann man unserer Tabelle folgendes entnehmen:

Helmholtz: Die ersten zehn Werte stimmen gut; einzelne ($\lambda = 610$) besonders gut. Die folgenden erweisen sich als zu hoch.

Frey: Bis etwa $\lambda = 576$ bleiben die Werte hinter den berechneten und den Mittelwerten zurück; von da an zeigen sie bis zum Schlusse gute Übereinstimmung mit denselben.

König: Werte erst zu hoch bis $\lambda = 578$; die folgenden zwei Werte stehen mit den berechneten im Einklang. Von $\lambda = 577$ anfangen erweisen sie sich wieder als zu klein.

Dieterici: Ähnlich wie bei König; etwas besser.

Kries: Gute Übereinstimmung der Werte vom Anfange bis zum Schlusse, die letzten vier ausgenommen.

Nach diesem Ergebnisse scheint Kries der verlässlichste der fünf genannten Beobachter zu sein.

Trotzdem ergab eine Rechnung, welche sich bloß auf die Kriesschen Beobachtungen stützte, für φ , β und γ Werte, die noch sehr stark von den durch Einsetzung der Mittelwerte gefundenen abweichen.

φ erschien viel zu groß (771), β und γ fielen fast in einen Wert zusammen (492 bez. 493).

Aus der obigen Beziehung zwischen λ und λ' ergibt sich nach einfacher Rechnung:

$$(\lambda - 559)(498 - \lambda') = 424.$$

1) F. Exner, l. c. p. 13.

Es müßten also die koordinierten λ und λ' auf dem einen Aste einer gleichseitigen Hyperbel liegen, welche zu den Geraden

$$x = 498$$

und

$$y = 559$$

asymptotisch verläuft.

Der andere Ast der Kurve käme nicht in Betracht.

Alle Wellenlängen, welche etwa zwischen den Werten

$$494 \text{ und } 563$$

liegen, ergeben komplementäre Wellenlängen, welche die Reihe der beobachteten Werte (vgl. Tabelle) nach der einen oder anderen Richtung überschreiten.

Dies ist so zu deuten, daß die den Wellenlängen 494 bis 563 entsprechenden Ergänzungsfarben sich nicht innerhalb des sichtbaren Spektrums befinden. Dieselben liegen vielmehr im Ultrarot bez. Ultraviolett.

Wie eine Betrachtung der von König-Dieterici¹⁾ oder der von Exner²⁾ angefertigten Elementarempfindungskurven lehrt, entsprechen die Wellenlängen 494 bis 563 dem *grünen* Teile des Spektrums. Die demselben komplementären Farbtöne bilden das sogenannte Purpur, die Mischfarbe von Rot und Violett.

In seinem Handbuche der physiologischen Optik, 2. Aufl., p. 317 führt Helmholtz eine nach seinen Messungen angefertigte Kurve an, welche die Beziehungen zwischen den Wellenlängen zweier Ergänzungsfarben darstellen soll. Dieselbe nähert sich in ihrer Form sehr stark dem einen Aste einer gleichseitigen Hyperbel, was mit meiner Darstellung im Einklange steht.

1) A. König u. C. Dieterici, l. c. p. 16.

2) F. Exner, l. c. p. 12.

(Eingegangen 15. März 1905.)

9. Über einen zuverlässigen Platinschließkontakt; von Martin Gildemeister und Otto Weiss.

Bei physiologischen Untersuchungen trat an uns die Aufgabe heran, elektrische Ströme in sehr kleinen Zeitintervallen zu schließen und zu öffnen. Der geeignetste Apparat dazu schien uns das Helmholtzsche Pendel zu sein.

Bekanntlich besteht dieses aus einem schweren, mit einem Rahmen fest verbundenen Metallstück, das, in Schwingung versetzt, an dem tiefsten Punkte seiner Bahn zwei Kontakthebel umwirft. Helmholtz selbst¹⁾ hat ebenso wie sein Schüler Schiller²⁾ die Kontakthebel nur zu Stromöffnungen benutzt, die sich ja viel leichter exakt herstellen lassen als Schließungen. Später ist das Pendel von Holborn³⁾ und von Tallqvist⁴⁾ so eingerichtet worden, daß der eine Hebel nach seinem Umfallen in Quecksilber taucht, und auf diese Weise einen Strom schließt. Es liegt aber auf der Hand, daß eine derartige Vorrichtung nicht sehr präzise und gleichmäßig arbeiten kann.

In neuester Zeit hat Edelmann⁵⁾ ein verbessertes Pendel angegeben, das einen Schließkontakt besitzt. Dieser ist in Fig. 1 skizziert. Ein Fortsatz des Pendelkörpers kommt in der Richtung des Pfeiles heran und trifft den um *c* drehbaren Hebel *b*, denselben vorwärts

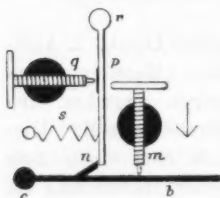


Fig. 1.

1) H. v. Helmholtz, *Wissensch. Abhandl.* 1. p. 531; *Verhandl. d. nat.-hist.-med. Vereins Heidelberg* 5. p. 27. 1869.

2) N. Schiller, *Pogg. Ann.* 152. p. 535. 1874.

3) L. Holborn, *Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin* p. 173. 1896.

4) H. J. Tallqvist, *Acta soc. scient. Fennicae* 23. 1897.

5) M. Th. Edelmann, *Ann. d. Phys.* 3. p. 274. 1900.

gezogen, bis ein ihm aufgelötetes Platinstückchen gegen die mit Platinspitze versehene Schraube q schlägt. Dadurch schließt sich ein zu r und q geführter Stromkreis.

Es sei noch bemerkt, daß der Hebel b in der Ruhelage sich gegen eine Schraube m lehnt. Wenn man den Strom durch m und b führt, arbeitet die Vorrichtung also als Öffnungskontakt.

Ehe wir diesen stromschließenden Apparat zu Versuchen benutzten, prüften wir zunächst seine Präzision. Denn es war zu befürchten, daß die Platinspitze von q und das Platinplättchen auf p nach dem ersten Zusammentreffen wegen ihrer Elastizität nicht sofort fest aufeinander liegen bleiben, sondern zurückschnellen, klirren würden.¹⁾

Wir führten den Strom durch den Schließkontakt, der durch eine Mikrometerschraube mit Kopfteilung in der Bewegungsrichtung des Pendels verschoben werden konnte, durch den Öffnungskontakt und ein ballistisches Galvanometer (Drehspulengalvanometer von Siemens & Halske, Type 6406, Widerstand der Spule allein etwa 400 Ohm, mit Zusatzwiderstand 10000 Ohm). Zuerst suchten wir eine Stellung auf, bei der das Galvanometer kräftig ausschlug. Dann verschoben wir den Schließkontakt in dem Sinne, daß die Ausschläge immer kleiner wurden und schließlich verschwanden. Diese Stellung, bei der Schließung und Öffnung gleichzeitig erfolgen, sei *Nullstellung* genannt. Nun verschoben wir wieder in umgekehrter Richtung.

Während bei den ersten fünf Schraubenumdrehungen nach der Nullstellung die Ausschläge gleichmäßig mit der Verschiebung wuchsen, brachte die sechste keinen neuen Zuwachs, wohl aber die siebente und die folgenden. Wir schlossen daraus, daß während der sechsten Umdrehung, d. h. etwa $\frac{1}{1300}$ Sek. nach der Schließung (jede Schraubenumdrehung hatte nach früheren Messungen²⁾ einen Zeitwert von $\frac{1}{6000}$ Sek.), der Kontakt sich wieder auf $\frac{1}{6000}$ Sek. öffnete.

1) Vgl. H. v. Helmholtz, Wissensch. Abhandl. 1. p. 440; Pogg. Ann. 83. p. 517. 1851.

2) M. Gildemeister u. O. Weiss, Arch. f. d. ges. Physiologie 94. p. 518. 1903.

Unsere Bemühungen, diesen Fehler zu verbessern, blieben lange fruchtlos. So versteiften wir, ohne jeden Erfolg, den Hebel p durch aufgelötete Stahlleisten verschiedener Stärke. Schließlich verfielen wir auf folgendes Mittel, das uns endlich zum Ziele führte: Wir überzogen die Feder s , um ihre Eigenschwingungen zu dämpfen, mit dünnem Gummischlauch. Außerdem klebten wir an den Hebel p mit Wachs eine Stahlleiste, und umschnürten dann das Ganze mit Eisendraht. Es scheint, als ob der Hebel in gewissem Grade einer Durchbiegung fähig sein müsse, wenn der Kontakt nicht klirren soll.

Bei der Beschäftigung mit dem am Schlusse erwähnten Pendel mit vier Kontakten machten wir noch die Erfahrung, daß mit Hilfe der sehr harten Legierung Platiniridium keine reine Stromschliebung zu erreichen ist, und daß die Kontaktstelle nicht zu nah an die Feder s gelegt werden darf. Wir hatten uns dabei der sehr dankenswerten Unterstützung des Hrn. Prof. Edelmann zu erfreuen.

Der so eingerichtete Schließkontakt gibt bei kleiner Fallhöhe keinen reinen metallischen Ton mehr, er klingt „bleiern“. Er ist einer ungemeinen Präzision fähig. Es braucht wohl nicht erst betont zu werden, daß die Achsen nicht schlottern dürfen, und daß die übrigens vorzüglich gearbeitete Mikrometerschraube wegen des unvermeidlichen toten Ganges immer in *demselben* Sinne gedreht werden muß, wenn eine bestimmte Schraubenstellung beabsichtigt ist. Ferner ist es vorteilhaft, vor jedem Versuch in der Richtung des Pendelschlages an den Kontaktschlitten einen sanften Zug auszuüben.

Die Nullstellung läßt sich auf die oben beschriebene Weise nicht mit voller Schärfe bestimmen, weil der Strom sich bei sehr kurzer Schließungsdauer wegen der Selbstinduktion des Galvanometers nicht voll entwickelt. (Aus dem Zurückbleiben hinter dem vollen Wert läßt sich leicht das Selbstpotential berechnen; es betrug bei unserem Instrument bei den angewandten sehr geringen Stromstärken 3 bis $4 \cdot 10^7$ cm).

Viel besser ist folgendes Verfahren: Man schaltet (vgl. Fig. 2) parallel zum Galvanometer G einen Kondensator K von beträchtlicher Kapazität (0,1 bis 1 Mikrof.). Derselbe empfängt schon bei sehr geringer Schließungsdauer eine beträchtliche

Ladung, weil im Stromkreise nur ein sehr geringer Widerstand ist (Element + Kontakte + Drähte). Diese gleicht sich nach der Öffnung durch das Galvanometer aus. Bei einem solchen Versuche wurde erhalten:

Bei einer gewissen Stellung der Kontaktschlitten: 9 mal Ruhe, 1 mal ein Ausschlag.

Nach einer Verschiebung um $\frac{1}{100}$ eines Schraubenganges: 10 mal ein Ausschlag.

Die erste Stellung ist also die Nullstellung. Der mittlere Fehler in ihrer Bestimmung ist auf etwa

$\frac{1}{300}$ Schraubenumdrehung ($\frac{1}{1\ 200\ 000}$ Sek.) zu veranschlagen. Man erkennt daraus auch die große Präzision beider Kontakte.

Diese prüften wir noch auf andere Weise. Wäre die Präzision absolut, und keine Selbstinduktion und Kapazität im Kreise, so müßten die Galvanometerablenkungen, die ja den Elektrizitätsmengen proportional sind, auch proportional der Schlittenverschiebung wachsen. In der Abweichung von der geraden Linie hat man ein Maß für die Genauigkeit des Apparates, freilich nur ein angenähertes, weil ja die Selbstinduktion des Galvanometers und die Kapazität der bifilar gewickelten Widerstände sich nicht eliminieren lassen.

Ein solcher Versuch ist in der Tabelle p. 178 aufgeführt. Die erste Kolumne enthält die Schlittenstellung in ganzen Schraubenumdrehungen, die zweite die abgelesenen Ablenkungen, die dritte das Mittel daraus, die vierte die zu erwartenden Ablenkungen, wenn das Ansteigen genau geradlinig wäre, die fünfte die Differenz der dritten und vierten, also die Fehler. Das Mittel derselben ist als **durchschnittlicher Fehler F** bezeichnet. $F = \pm 0,00000129$ Sek.

Der Zeitwert einer Schraubenumdrehung beträgt, wie schon mehrfach erwähnt, $\frac{1}{6000}$ Sek. (genau 0,000165 Sek.) Das ist früher nach Vorschlag von Edelmann mit der Methode von Radaković¹⁾ von uns ermittelt worden. Im Verlaufe unserer Untersuchungen fanden wir ein einfacheres Verfahren.

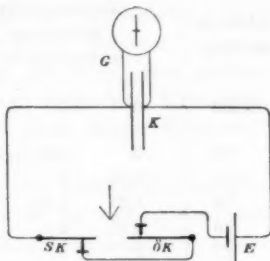


Fig. 2.

1) M. Th. Edelmann, l. c.

Im Kreise: Zwei Akkumulatoren, die Kontakte, Galvanometer mit 10000 Ω Widerstand.

Schlitten- stellung	Galvanometer- ablenkung in Skalenteilen			Mittel	Theor. Ablenkung Φ	Fehler Δ
55,83	0	0	0	0	0	0
32	0	0,5	0	0,2	0	+0,2
31	1,25	1	1	1,1	0,8	+0,3
30	1,25	1,25	1,5	1,3	1,5	-0,2
29	2,25	2	2,25	2,2	2,3	-0,1
27	3	3	3,5	3,2	3,0	+0,2
22	7,5	6,5	7,5	7,2	7,5	-0,3
12	14,5	15,5	15,5	15,2	15,0	+0,2
02	21,5	22,5	20,5	21,5	21,5	0,0
54,92	31	30,5	29	30,2	30,0	+0,2
82	37,5	37	37,5	37,3	37,5	-0,2
72	45	45,5	44	44,8	45,0	-0,2
62	52,5	52,5	51	52,0	52,5	-0,5
52	59	62	61	60,7	60,0	+0,7
42	65,5	65,5	69	66,7	67,5	-0,8
32	72,5	72,5	73,5	72,8	75,0	-2,2
12	93	90	89	90,7	90,0	+0,7
53,92	108,5	105,5	104	106,0	105,0	+1,0
72	120	119,5	123	120,8	120,0	+0,8
32	152	152	153	152,3	150,0	+2,3

Summe: 11,1

11,1 : 19 = 0,58 Skt. = Durchschnittlicher Fehler $F = 0,0078$ Schrauben-
umdrehungen = 0,00000129 Sek.

Entlädt man nämlich durch ein Galvanometer einen auf das Potential E geladenen Kondensator von der Kapazität K , so erhält man einen Ausschlag φ , der proportional der Elektrizitätsmenge EK ist. Läßt man jetzt auf dasselbe Galvanometer mit Hilfe des Pendels, indem man dieselbe Stromquelle E und den Widerstand W benutzt, einen Stromstoß von einer solchen Zeitdauer ϑ wirken, daß man wieder den Ausschlag φ erhält, so ist die Elektrizitätsmenge $E\vartheta/W^1$) gleich EK oder

1) Dazu kommt für genaue Messungen noch der Summand ES/W^2 wegen des Selbstpotentials S des Galvanometers. Vgl. H. v. Helmholtz, *Wissenschaft. Abhandl.* 1. p. 455; *Pogg. Ann.* 83. p. 532. 1851.

$\vartheta = K W$. Man benutzt also, kurz ausgedrückt, ein für Elektrizitätsmengen geeichtes Galvanometer. Unsere Messungen nach dieser Methode stimmten befriedigend mit den früheren überein.

Das Helmholtzsche Pendel mit dem verbesserten Schließkontakt ist also ein ungemein präziser Apparat. Der geschilderte Grad von Präzision läßt sich aber, was nochmals betont werden soll, nur bei äußerst sorgsamer Handhabung gewinnen; von uns wurde er erst nach länger fortgesetzter Beschäftigung mit dem Apparat erreicht.

Hr. Prof. Edelmann hat für das hiesige physiologische Institut nach unserer Angabe ein Pendel mit vier nebeneinander liegenden, zur Öffnung oder Schließung brauchbaren Kontakten angefertigt, das noch mancherlei andere Verbesserungen aufweist. Wir werden es demnächst an anderer Stelle beschreiben.

Königsberg i. Pr., Physiolog. Inst., 9. April 1905.

(Eingegangen 12. April 1905.)

10. *Über einen Halbschattenanalysator; von Victor Biernacki.*

In den Berichten der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1904, p. 337, beschrieb Prof. L. Zehnder einen ganz originell konstruierten Halbschattenanalysator. Die von Hrn. L. Zehnder angegebene Methode unterscheidet sich von den üblichen (z. B. in den Saccharimetern angewandten) Halbschattenmethoden dadurch, daß bei Drehung des Analysators die Helligkeit nur der einen Hälfte des Gesichtsfeldes verändert wird; außerdem tritt die Gleichheit der Helligkeit der beiden Hälften des Gesichtsfeldes bei zwei Stellungen des Analysators, deren Mittel erst die Richtung der Polarisationssebene des untersuchten linearpolarisierten Lichtes oder der großen Achse des elliptischpolarisierten Lichtes angibt.

Im folgenden erlaube ich mir, eine einfache Halbschatten-einrichtung, die sich leicht an jede bei den Spektrometern gewöhnlich vorhandene Polarisationsvorrichtungen anbringen läßt, zu beschreiben.¹⁾

Diese Einrichtung soll vornehmlich zu Zwecken der Untersuchung des elliptischpolarisierten Lichtes dienen. Dazu benutzt man einen Kompensator, der das elliptischpolarisierte Licht in linearpolarisiertes verwandelt, und den Analysator, welcher den sogenannten Winkel der „hergestellten Polarisation“ angibt. Mit einem gewöhnlichen Nicol als Analysator läßt sich dieser Winkel nur ungenau bestimmen. So z. B. mit einem gewöhnlichen Babinetschen Kompensator bekam ich bei mehreren Beobachtungen Unterschiede der einzelnen Werte dieses Winkels bis zu 3° .²⁾ Mit einem Babinet-Soleilschen Kompensator (welcher ein gleichmäßiges Gesichtsfeld gibt) erhielt ich manchmal Unterschiede bis zu 2° .

Wird das zu untersuchende Licht in linearpolarisiertes verwandelt, so kann man zur Bestimmung der Lage seiner Polarisationssebene die gewöhnlichen Halbschattenmethoden an-

1) Vgl. D. B. Brace, Phys. Rev. 18. p. 70 und 19. p. 218. 1904.

2) Vgl. auch C. K. Edmunds, Phys. Rev. 18. p. 205. 1904.

wenden. Ich bedecke die eine Hälfte des Gesichtsfeldes beim Analysator durch die Laurentsche Platte (d. h. eine Halbwellenplatte); der Hauptschnitt der Platte macht einen kleinen (wie gewöhnlich) Winkel mit dem Hauptschnitt des analysierenden Nicols. Bei gleichmäßig beleuchtetem Gesichtsfelde und guter Homogenität des Lichtes kann somit die Genauigkeit der Bestimmung des Winkels der „hergestellten Polarisation“ der Genauigkeit der Saccharimeterbestimmungen gleich sein.

Ich bin mit der Untersuchung des elliptisch durch Reflexion von Metallspiegeln polarisierten Lichtes beschäftigt. Dabei muß man auch den Einfallswinkel kennen. Deshalb habe ich folgende Veränderungen am Spektrometer angebracht. Anstatt des Spaltes in der Brennebene des Kollimators ist eine kreisrunde (2—3 mm Durchmesser) Öffnung getreten. Das Objektiv des Fernrohres des Spektrometers ist ausgeschraubt und an Stelle des Okulars ist ein kleines astronomisches Fernrohr (mit Fadenkreuz) angebracht. Das Auszugrohr genannten Fernrohres ist so lang, daß man es auf Unendlich (zur Beobachtung des Bildes der Öffnung in der Brennebene des Kollimators), sowie auf das an dem Analysator nicol befindliche Halbschattendiaphragma (damit man den Rand der Laurentschen Platte genau sieht) einstellen kann. Die beiden Endstellungen des Auszugrohres kann man im voraus, z. B. durch passende Schrauben, begrenzen. Um eventuellen durch die Laurentsche Platte hervorgerufenen Schwierigkeiten bei Bestimmung des Reflexionswinkels und Anwendung des Kompensators vorzubeugen, habe ich an dem Halbschattendiaphragma einen beweglichen undurchsichtigen Schirm angebracht, womit man die Laurentsche Platte bedecken kann, um nur das durch die freie Hälfte des Diaphragmas durchgehende Licht zu benützen; durch einen Handgriff kann man den Schirm zurückdrehen. Will man den Reflexionswinkel bestimmen, so bedeckt man mit dem Schirme die Laurentsche Platte und stellt genanntes Okularfernrohr auf das Bild der Kollimatoröffnung. Die Laurentsche Platte bleibt auch bedeckt bei der Benützung des Kompensators¹⁾, d. h. indem man durch

1) Die beschriebene Halbschattenanordnung kann mit Vorteil angewendet werden bei Benützung eines Kompensators, welcher ein gleichmäßiges Gesichtsfeld gibt.

gleichzeitiges Drehen des Analysators und der Schraube des Kompensators die größte Dunkelheit des Bildes der Öffnung zu erlangen strebt. Wird dies erreicht, so öffnet man das ganze Gesichtsfeld, zieht das Okular des Fernröhrchens heraus, bis man den Rand der Laurentschen Platte deutlich sieht, und stellt durch Drehen des Analysators auf „Halbschatten“. Sorgt man dafür, daß die Bewegungen des Handgriffes am Schirme des Halbschattendiaphragmas sowie des Okulars im Fernrohre gut begrenzt sind, so geht die Arbeit nicht viel langsamer als bei der gewöhnlichen Untersuchungsart.

Ich gebe hier eine Reihe von Beobachtungen der Stellungen des Analysators¹⁾ nach der gewöhnlichen Methode (Reihe I) und der beschriebenen Halbschattenmethode (Reihe II) an. Die Reihe I gibt die Stellungen des Analysators bei der größten Dunkelheit des Bildes der Kollimatoröffnung, die durch gleichzeitiges Wirken des Analysators und des Kompensators bei bedeckter Laurentscher Platte erreicht wurde. Die Reihe II gibt die Stellungen des Analysators nach dem Zurückdrehen des die Laurentsche Platte bedeckenden Schirmes und bei Anwendung der Halbschattenmethode. Die Beobachtungen wurden bei acht gegenseitigen Stellungen (die in der ersten vertikalen Reihe der Tabelle p. 183 gegeben sind) des Analysators und Polarisators²⁾ ausgeführt. In jeder Stellung wurden je fünf Beobachtungen gemacht (die einzeln in den Reihen 1, 2, 3, 4, 5 angegeben sind). Die Beobachtungen nach beiden Methoden wurden abwechselnd nacheinander ausgeführt.

Als Lichtquelle diente in Leuchtgas-Sauerstofflampe erhitztes, in eiserner Schale befindliches Kochsalz. Ein ca. 30 cm im Durchmesser großer Konkavspiegel sammelte die Lichtstrahlen auf der Kollimatoröffnung, welche mit einer Kaliumbichromatplatte bedeckt war. Der Winkel zwischen den Hauptschnitten der Laurentschen Platte und des analysierenden Nicols betrug ungefähr 2° . Allerdings habe ich hier noch nicht größte Genauigkeit erlangt wegen nicht genügender Gleichmäßigkeit des Gesichtsfeldes. Die Ursache liegt mög-

1) Der Kreis des Analysators ist in vier Quadranten geteilt, von 0° bis 90° . Die Nonien geben $1'$ an.

2) Der Hauptschnitt des Polarisators machte immer einen Winkel von 45° mit der Einfallsebene (vgl. unten).

		I.					II.				
		1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
$A_3 \times P_3$	$P_1 \times A_1$	62°58'	62°57'	62°30'	62°47'	62°29'	61° 0'	61°10'	61° 8'	61° 8'	61° 0'
$A_1 \times P_3$	$P_1 \times A_3$	62 49	63 14	62 9	62 34	62 30	61 0	61 7	61 14	61 11	61 6
$A_1 \times P_1$	$P_3 \times A_3$	63 8	62 34	62 52	63 6	62 6	61 1	61 1	61 4	61 0	61 10
$A_3 \times P_1$	$P_3 \times A_1$	63 7	62 56	63 19	62 2	62 45	61 7	61 5	61 3	61 10	61 10
$P_1 \times A_3$	$A_1 \times P_3$	61 38	61 0	60 5	59 56	61 25	62 40	62 30	62 44	62 25	62 39
$P_1 \times A_1$	$A_3 \times P_3$	61 59	60 20	61 8	60 48	61 6	62 50	62 45	62 44	62 44	62 48
$P_3 \times A_1$	$A_1 \times P_3$	61 20	60 43	60 17	61 49	60 35	62 44	62 40	62 33	62 40	62 43
$P_3 \times A_3$	$A_3 \times P_1$	60 55	61 6	60 20	60 49	60 26	62 44	62 41	62 32	62 43	62 40
Mittel:		62°14'	61°51'	61°35'	61°44'	61°40'	61°53'	61°52'	61°53'	61°58'	61°55'
		Im Mittel: 61°49' ± 6,7'									
		Im Mittel: 61°53' ± 0,5'									

licherweise in ungenauer Stellung der Öffnung im Kollimator, oder in ungenügender Gleichmäßigkeit des Stahlspiegels, durch dessen Reflexion die Strahlen elliptisch polarisiert wurden; ohne Zweifel spielt die Anwendung des Konkavspiegels zur Konzentration der Strahlen hier auch eine gewisse Rolle mit.

Die angegebenen wahrscheinlichen Fehler der mittleren Resultate lassen deutlich die Vorzüge der Halbschattenmethode erkennen. Als Kompensator diente bei diesen Beobachtungen ein Babinet-Soleilscher Kompensator, dessen Konstante (in Umkehrungen der Schraube) für das benutzte Licht 26,735 war. Die Genauigkeit der Kompensatorablesungen, obgleich dabei nur die eine Hälfte des Gesichtsfeldes benützt wurde, zeigte sich augenscheinlich größer als bei der gewöhnlichen Methode, d. h. als wenn man das Fernrohr des Spektrometers mit seinem gewöhnlichen Objektiv und Okular (ohne Halbschattendiaphragma) benützte. Dies rührt wahrscheinlich von der kleinen Vergrößerung des von mir benützten Okularfernrohrchens¹⁾ her, weshalb die Helligkeit des Bildes der Kollimatoröffnung größer als bei der üblichen Methode (bei Benutzung eines Fernrohres mit ziemlich großer Vergrößerung) war. Der wahrscheinliche Fehler des Mittels einer analogen Reihe der hier angegebenen Beobachtungen betrug nur einige Einheiten der letzten (dritten) Dezimale.

Warschau, April 1905. Physikalisches Laboratorium
des Polytechnischen Instituts.

1) Die Vergrößerung dieses Fernrohrchens bei Einstellung auf das Halbschattendiaphragma war ungefähr der Vergrößerung der in den Halbschattensaccharimetern angewandten gleich.

(Eingegangen 18. April 1905.)

11. *Pyrometrische Untersuchung einiger
„flüssiger“ Kristalle;
von Th. Rotarski und S. F. Žemčužnyj.*

Noch bis zum heutigen Tage ist die Frage offen, ob die flüssigen Kristalle homogene Stoffe oder Mischungen sind: der von vielen Forschern verfochtenen Theorie von O. Lehmann¹⁾ steht gleichberechtigt die von G. Tammann²⁾ vertretene Emulsionstheorie gegenüber.

Unser Ziel bei dieser Arbeit war festzustellen, ob beim Trübwerden bez. Festwerden der Schmelze die Wärmeausscheidung einem bestimmten *Temperaturpunkt* oder einem *Temperaturintervall* entspricht. Zu unseren Diensten stand das selbstregistrierende Pyrometer von Prof. N. Kurnakow³⁾, das sich bei anderen Versuchen schon trefflich bewährt hatte: es notierte Wärmemengen, die empfindliche Thermometer nicht mehr anzeigten. Die Kurve der Emulsionen (Nr. 5) dürfte zum Beweis genügen.

Jede Wärmeentwicklung, ob durch Änderung des Aggregatzustandes oder Übergang aus einer Modifikation in die andere hervorgerufen, ändert den normalen Verlauf der vom Pyrometer gezeichneten Abkühlungskurve. Bald tritt eine Biegung, ein horizontales Kurvenstück auf, bald ein mehr oder weniger steiler Anstieg der Kurve und darauf folgend ein jäher Abfall — je nach der Wärmemenge, die in der Zeiteinheit frei wird.

1) Nach dem Druck der Monographie von O. Lehmann „Flüssige Kristalle“ (W. Engelmann, Leipzig 1904) sind noch folgende Arbeiten zur behandelten Frage erschienen: A. C. de Kock, *Zeitschr. f. phys. Chem.* 48. p. 129. 1904; G. Bredig u. G. v. Schukowsky, *Ber. d. deutsch. chem. Gesellschaft* 37. p. 3419. 1904; Al. Coehn, *Zeitschr. f. Elektrochemie* Nr. 45. p. 856. 1904; H. Monmouth Smith u. W. H. McClelland, *Am. Chem. Soc.* 26. p. 1446. 1904; *Chem. Centralbl.* I p. 232. 1905; O. Lehmann, *Ann. d. Phys.* 16. p. 160. 1905.

2) G. Tammann, *Wied. Ann.* 68. p. 655. 1899; *Ann. d. Phys.* 4. p. 524. 1901; 8. p. 103. 1902.

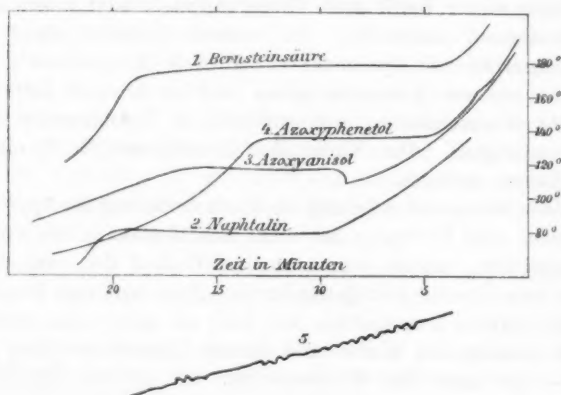
3) N. S. Kurnakow, *Zeitschr. f. anorg. Chem.* 42. p. 184. 1904.

Nachstehendes Diagramm gibt eine Übersicht der von uns gewonnenen Resultate. Es ist eine dreimal verkleinerte Reproduktion des Bromsilberpapieres, das bei diesen Versuchen im Pyrometer war. Um die Temperaturablesung zu erleichtern, sind auf demselben Blatt vom Apparat noch zwei Grundlinien eingezeichnet:

1. Erstarrungskurve der Bernsteinsäure (180°),
2. „ „ von Naphtalin (80°).

Da von den bekannten flüssigen Kristallen Azoxyanisol und Azoxyphenetol am meisten studiert sind, so haben wir diese Stoffe zur pyrometrischen Untersuchung benutzt. Das Versuchsmaterial war sorgfältigst von Azoverbindungen gereinigt.

Vom Pyrometer gezeichnete Kurven.



Die Erstarrungskurve von 40 g *Azoxyanisol* (Nr. 3) zeigte beim Abkühlen mit und ohne Luftmantel, daß die Temperatur des Trübwerdens bez. Klarwerdens (135°) nicht konstant und scharf ist, so daß sie auf der Kurve nicht hervortritt; beim Trübwerden tritt ein leichtes Zittern ein, das bis zur Temperatur der endgültigen Erstarrung anhält.

Wird *Azoxyphenetol* (28 g) ohne Luftmantel abgekühlt, so markiert das Pyrometer die Temperatur des Trübwerdens (165°) durch ein kleines Häkchen. Falls langsamer abgekühlt wird,

so verkleinert sich das Häkchen; es liegt nahe, anzunehmen, daß es bei sehr allmählicher Abkühlung ganz verschwindet. Der Grund, warum das Häkchen verschwindet, liegt auf der Hand: bei plötzlichem Abkühlen scheidet sich die Emulsion schnell aus, bei langsamem allmählich. Das Zittern der Kurve ist ganz unbedeutend, jedoch auf dem Originalblatt deutlich zu erkennen.

Dem Erstarren des Azoxyanisol bez. Azoxyphenetol entspricht ein langes, parallel der Abszissenachse verlaufendes Kurvenstück. Je langsamer abgekühlt wird, um so länger wird dieser Teil der Kurve, ohne etwas an Schärfe zu verlieren. Hier liegen also die Verhältnisse durchaus anders, als bei der Temperatur des Trübwerdens von Azoxyphenetol.

Die pyrometrische Untersuchung von *Emulsionen* (Nitrobenzol + Wasser, Phenol + Wasser, Para-Anisidin + Wasser) hat gezeigt, daß bei Ausscheidung von Emulsionen eine charakteristische Zickzackkurve (Nr. 5) — das Diagramm gibt einen Teil der vom Pyrometer gezeichneten Kurve in doppelter natürlicher Größe wieder — registriert wird, die eine gewisse Ähnlichkeit mit der Trübungskurve von Azoxyanisol und Azoxyphenetol bekundet; bei letztgenannten war, da sie zäher als Wasser sind und auch die Wärme schlechter leiten, eine so typische Zickzacklinie nicht zu erwarten. Falls allmählicher abgekühlt wird, so gehen die Zickzacke in Wellen über, verflachen eben wie das Häkchen beim Azoxyphenetol. An den reinen Komponenten der Emulsionen (Wasser, Phenol, Nitrobenzol u. a.) konnten bei Kontrollversuchen keine Zickzacke in der Abkühlungskurve konstatiert werden.

Unter den *Legierungen* sind einige bekannt, die, bei höherer Temperatur unbegrenzt mischbar, sich beim Abkühlen in zwei Schichten teilen. Einige dieser Legierungen (Zn + Bi, Zn + Pb, Al + Pb) wurden pyrometrisch untersucht, doch gelang es nicht, einen Wärmeeffekt beim Zerfall in zwei Schichten zu konstatieren; offenbar ist die Wärmetönung gering und vollzieht sich das Entmischen sehr langsam.

Wie K. Hüttner und G. Tammann¹⁾ nachgewiesen haben,

1) K. Hüttner u. G. Tammann, Zeitschr. f. anorg. Chem. 43. 227. 1904.

kann die Umwandlungswärme in weiten Grenzen variieren; sie kann die Schmelzwärme bedeutend übersteigen, kann aber auch Null sein, wie z. B. beim Kaliumbichromat¹⁾, das wir resultatlos im Pyrometer untersucht haben.

Jedoch ist bisher kein Fall bekannt, wo die Schmelzwärme den Nullwert annimmt, wie wir es an der Abkühlungskurve des Azoxyanisol bei 135° sehen. Es ist klar, daß die Temperatur des Trübwerdens bez. Klarwerdens nicht, wie momentan fast allgemein²⁾ angenommen, für einen Schmelzpunkt gehalten werden darf. Am zweckmäßigsten werden die Temperaturen, welche das Existenzgebiet der flüssigen Kristalle einschließen, folgendermaßen bezeichnet: die untere Grenze, bei welcher die festen Kristalle in eine trübe Flüssigkeit übergehen, als Schmelz- bez. Erstarrungspunkt, die obere Grenze, bei der die trübe Flüssigkeit sich aufhellt, als Klarwerdens- bez. Trübwerdenstemperatur.

Die beschriebenen Versuche ergeben, daß auch die Abkühlungskurven von Azoxyanisol und Azoxyphenetol zugunsten der Emulsionstheorie sprechen.

Petersburg, Polytechnikum 1905.

1) G. Tammann, Kristallisieren und Schmelzen p. 40.

2) H. W. Bakhuis Roozeboom, Heterogene Gleichgewichte I, p. 143. 1901.

(Eingegangen 18. März 1905.)

**12. Über die Berechnung
der Konstanten a und b der van der Waalsschen
Gleichung aus den kritischen Werten;
von J. P. Kuenen.**

Über diesen Gegenstand ist im Märzheft dieser Annalen eine Abhandlung von Hrn. E. Haentzschel erschienen¹⁾, wozu ich mir die folgenden zwei Bemerkungen erlaube.

I. Aus der Zustandsgleichung in der Gestalt

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = (1 + a)(1 - b) \frac{T}{273}$$

ergibt sich für die kritischen Größen

$$p_k = \frac{a}{27 b^3}, \quad T_k = \frac{8 \times 273 \times a}{27 b (1 + a)(1 - b)}.$$

Die Herren Guye und Friderich²⁾ haben bei ihren Berechnungen von a und b nach diesen Formeln aus beobachteten Werten von p_k und T_k eine mühsame Rechnungsweise angewandt und dann auch eine allerdings nicht sehr genaue Näherungsformel für b angegeben. Dagegen erhält Hr. Haentzschel nach einer hübschen geometrischen Methode eine Näherungsformel, welche die Konstanten mit der erforderlichen Genauigkeit zu ermitteln gestattet.

Ich möchte nun darauf hinweisen, daß sich aus den obigen Formeln für p_k und T_k unmittelbar ohne jede Komplikation eine Näherungsberechnung herleiten läßt, welche sogar der von Haentzschel angegebenen an Einfachheit und Strenge überlegen sein dürfte. Da a und b kleine Brüche sind, erhält man Näherungswerte für diese Konstanten, indem man zunächst das Produkt $(1 + a)(1 - b)$ ausläßt. Es ergibt sich dann

$$b_0 = \frac{T_k}{8 \times 273 \times p_k}, \quad a_0 = 27 p_k b_0^3.$$

1) E. Haentzschel, Ann. d. Phys. 16. p. 565. 1905.

2) Ph. A. Guye u. L. Friderich, Arch. d. sc. phys. et nat. de Genève (4) 9. p. 505. 1900; 13. p. 559. 1902.

Man multipliziert jetzt b_0 mit $(1 + a_0)(1 - b_0)$, wofür auch $(1 + a_0 - b_0)$ geschrieben werden darf, und berechnet dann wieder a nach der Formel: es zeigt sich, daß die so erhaltene zweite Annäherung schon genügt.

Beispiel.¹⁾ Für Kohlendioxyd ist $T_k = 304,35$ und $p_k = 72,9$.

$$b_0 = \frac{304,35}{8 \times 273 \times 72,9} = 0,001912.$$

$$a_0 = 27 \times 72,9 \times 0,001912^2 = 0,007198.$$

$$1 + a_0 - b_0 = 1,005286.$$

$$b = 0,001922 \text{ (H. 19215)} \quad a = 0,007274.$$

Eine weitere Annäherung könnte nur noch in einzelnen Fällen die letzte Dezimale in b um eine Einheit erhöhen.

Ich bezweifle kaum, daß die sich in der Literatur vorfindenden Werte der Konstanten gewöhnlich nach dieser Methode ermittelt worden sind, wie ich dieselbe auch immer selbst verwendet habe. Übrigens zeigt sich leicht, wenn man in den Formeln von Haentzschel die Substitutionen ausführt, daß dieselben mit den obigen einfacheren nahe übereinstimmen.

II. Meine zweite Bemerkung bezieht sich auf die Form der Zustandsgleichung selbst. Der in dieselbe eingesetzte Wert für die Gaskonstante R , nämlich $(1 + a)(1 - b):273$, setzt als Volumeinheit das Volum der Substanz bei einer Atmosphäre und 273° voraus. Bei Gasen kann das Volum unter diesen Bedingungen wirklich gemessen werden und hat die genannte Volumeinheit einen praktischen Vorteil. Bei Flüssigkeiten ist das offenbar nicht der Fall, weil das fragliche Volum dort der nicht-stabilen Region zugehört und bei Stoffen mit hohem Siedepunkte sogar imaginär sein wird. Es kommt also dann dieser Einheit keine experimentelle Bedeutung zu. Aber auch in theoretischer Hinsicht wäre eine andere Einheit vorzuziehen: wenn man nämlich für die Stoffe vergleichbare Werte von den Konstanten a und b erhalten will, so soll nicht das wirkliche Volum bei einer Atmosphäre und 273° , sondern das Idealvolum genommen werden. Letzteres ist im Verhältnis $(1 + a)(1 - b)$ größer als ersteres und die Konstante R hat in diesem

1) E. Haentzschel, l. c. p. 572.

System den universellen Wert 1:273. Die Zustandsgleichung erhält dann die einfache Form

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \frac{T}{273}.$$

Diese Wahl der Volumeinheit hat also noch den praktischen Vorteil, daß die oben betrachtete Komplikation der Berechnung von a und b verschwindet, und daß sich dieselben mittels einer einzigen Operation ergeben; für Kohlendioxyd wären also beispielsweise die oben mit a_0 und b_0 bezeichneten Werte zu nehmen.

Es lassen sich Volummessungen bez. Dichtemessungen bei Flüssigkeiten leicht diesen idealen Einheiten anschließen: man hat nur die gemessenen spezifischen Volumina mit dem Molekulargewicht zu multiplizieren und dann durch das normale Molekularvolum, 22412 ccm (D. Berthelot), zu dividieren. Bei Gasen, wenn die Masse unbekannt ist und nur das wirkliche Volum bei einer Atmosphäre und 273° gemessen ist, müssen die Volume noch auf Normaleinheiten reduziert werden; die dazu erforderliche Abweichung vom Gasgesetze zwischen $p = 0$ und $p = 1$ ist für die meisten Gase mit für den obigen Zweck genügender Genauigkeit bekannt: dieselbe ergibt sich am leichtesten aus einer absoluten Dichtebestimmung. Wollte man dieselbe aus den Konstanten a und b berechnen, so wäre nicht $(1 + a_0)(1 - b_0)$, sondern $(1 + a)(1 - b)$ zu nehmen; große Genauigkeit wäre jedoch offenbar auf diesem Wege nicht zu erwarten.

(Eingegangen 20. April 1905.)

13. *Einige Bemerkungen*
zur Arbeit des Hrn. W. Merckens:
„Über strahlenartige Einwirkungen auf die
photographische Bromsilbergelatine“;
von O. Stöckert.

Die Tatsache, daß Aluminiumfolie und unechtes Blattgold eine auf die Bildung von Wasserstoffsuperoxyd, die an der Oberfläche dieser Körper stattfindet, zurückzuführende Einwirkung auf die photographische Platte ausüben, ist auch mir bei Ausführung meiner Untersuchungen bekannt gewesen. Nun ergibt aber die durch Wasserstoffsuperoxyd bestrahlte Aluminiumfolie bereits bei einer Expositionszeit eine deutliche Einwirkung auf die Platte, bei der nicht bestrahlte Folie überhaupt noch keine solche erkennen läßt. Diese *verstärkte* Einwirkung schreibe ich den durch das Aluminium dringenden Wasserstoffsuperoxydstrahlen zu.

Ferner möchte ich darauf hinweisen, daß ich niemals behauptet habe, daß man es bei diesen Erscheinungen mit einer „direkten Ätherstrahlung“ oder „einer Einwirkung von Ätherschwingungen auf die photographische Platte“ zu tun hat. Meine schon in meiner ersten Veröffentlichung¹⁾ und später wiederholte²⁾ Meinung ist vielmehr immer die gewesen, daß man es hier mit einer materiellen Strahlung, einer Ionenwirkung, analog den in dieser Art wirkenden Sorten der Radiumstrahlen zu tun hat, eine Anschauung, zu der sich nach meiner Auffassung auch Graetz in seinen Arbeiten schließlich bekennt. In diesem Sinne ist allerdings „die Reaktion auf die photographische Platte von Materie hervorgerufen“, aber daran muß ich festhalten, daß es sich hierbei nicht um eine Wirkung von Wasserstoffsuperoxyddämpfen (gibt es denn überhaupt solche?) handelt, sondern daß die ausgesandten materiellen

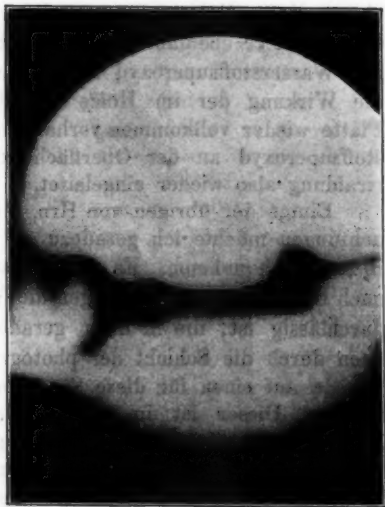
1) O. Stöckert, Naturw. Rundschau 19. p. 358. 1904.

2) O. Stöckert, Zeitschr. für angew. Chemie 17. 1904. Heft 44 p. 1671: Neue Strahlen in Harzen? Zeile 26.

Teilchen (Ionen) den Weg zwischen Wasserstoffsuperoxydoberfläche und Platte in geradlinigen Bahnen zurücklegen. Dafür spricht zunächst der einwandfreie Versuch von Graetz¹⁾, nach dem ein zwischen Platte und Flüssigkeitsoberfläche hindurchgesaugter Luftstrom die Einwirkung auf die Platte nicht beeinflusst, dafür spricht weiter die von mir in schon erwähnter Veröffentlichung²⁾ beschriebene Aufnahme eines Glasstreifens. Dafür sprechen weiter Aufnahmen, wie die nebenstehende, die das Schattenbild eines Schlüssels zeigt und in folgender Weise ausgeführt ist.

Über einem Gefäß mit

Wasserstoffsuperoxyd war an zwei Fäden (dieselben sind auf dem Bilde sichtbar, die einseitige Verdickung des Schlüsselbartes ist der Knoten des um den Bart geschlungenen Fadens) der Schlüssel freischwebend aufgehängt, darüber in 2—3 mm Abstand die Platte angebracht, so daß ein „direkt scharfes Aufliegen“ durchaus vermieden war. Die Flüssigkeitsoberfläche befand sich 4 bis 5 mm unter dem Schlüs-



sel, das Ganze stand in einem großen verdunkelten Zimmer und war nur leicht mit einem keineswegs dicht schließenden großen Holzkasten überdeckt, die Expositionszeit betrug 25 Min. Mit Dämpfen derartige Abbildungen zu erhalten, deren ich eine größere Anzahl von verschiedenen Gegenständen und mit verschiedenen gewählten Entfernungen hergestellt habe, ist nach meiner Ansicht ausgeschlossen.

1) L. Graetz, Ann. d. Phys. 9. p. 1101. 1902.

2) O. Stöckert, l. c.

Ferner möchte ich darauf hinweisen, daß meine Auffassung vielleicht auch für eine Erklärung der Aktivierungserscheinungen den Weg weist, wie sie Dony Hénault¹⁾ für die Gelatineschicht der photographischen Platte und ich für in Holz enthaltene Harze in einigen bei anderer Gelegenheit²⁾ schon erwähnten Versuchen nachgewiesen haben. Ich hatte damals mit starken Harzadern durchsetztes Holz lange Zeit in einem völlig trocknen und dunklen Raume aufbewahrt, worauf sich, wie zu erwarten, selbst bei vieltägiger Expositionszeit keine Einwirkung auf die Platte ergab. Schon nachdem einige dieser Holzstücke nur einige Stunden in einem großen luftigen, aber ebenfalls völlig dunklen Raume über einem Gefäß mit Wasserstoffsuperoxyd hängend sich befunden hatten, war die Wirkung der im Holze enthaltenen Harzadern auf die Platte wieder vollkommen vorhanden, die Bildung von Wasserstoffsuperoxyd an der Oberfläche des Harzes durch die Bestrahlung also wieder eingeleitet.

Einige der übrigen von Hrn. Merckens gemachten Beobachtungen möchte ich geradezu als Stützen meiner Auffassung in Anspruch nehmen. Es dringen selbstverständlich, da schon nach Russells Untersuchungen die Gelatine für diese Strahlung durchlässig ist, die in ihren geraden Bahnen fliegenden Teilchen durch die Schicht der photographischen Platte hindurch, bis sie auf einen für diese Strahlung undurchlässigen Körper stoßen. Dieser ist im vorliegenden Falle die Glasscheibe. Daß sich als ein solcher Körper gerade Glas erwiesen hat, erscheint mir deswegen nicht besonders wunderbar, weil wir in den Kathodenstrahlen ein Beispiel materieller Strahlung besitzen, für die Glas auch undurchlässig ist, von der Metalle (Aluminium) aber durchdrungen werden. Da nun dort, wo die abgeschleuderten Teilchen aufgehalten werden, die Wirkung auf das Bromsilber stärker sein wird als in den Teilen der Schicht, die durchflogen werden, so muß naturgemäß das Bild zuerst auf der am Glas anliegenden Seite der Schicht und nicht, wie bei Lichtstrahlen, an der freien Oberfläche derselben erscheinen.

Da bei Benutzung von Films der für die Strahlung un-

1) O. D. Hénault, Travaux de l'institut Solvay. 1903.

2) O. Stöckert, l. c.

durchlässige Körper fehlt, so werden aus denselben Gründen bei diesen „leichte Einwirkungen verloren gehen“.

Schließlich möchte ich nochmals darauf hinweisen, daß Richarz¹⁾ gleichartige Erscheinungen, die beim Ozon auftreten, auch auf eine Emission von Ionen zurückführt, und daß K. Schaum und W. Braun²⁾ wenigstens eine Ionen- nebenwirkung anerkennen.

Realgymnasium Chemnitz, den 27. April 1905.

1) F. Richarz, Sitzungsber. der Gesellschaft zur Beförderung der gesamten Naturwissenschaften zu Marburg. Nr. 6. Juli 1904.

2) K. Schaum u. W. Braun, Zeitschr. f. wissensch. Photogr. 2. p. 285—290. 1904.

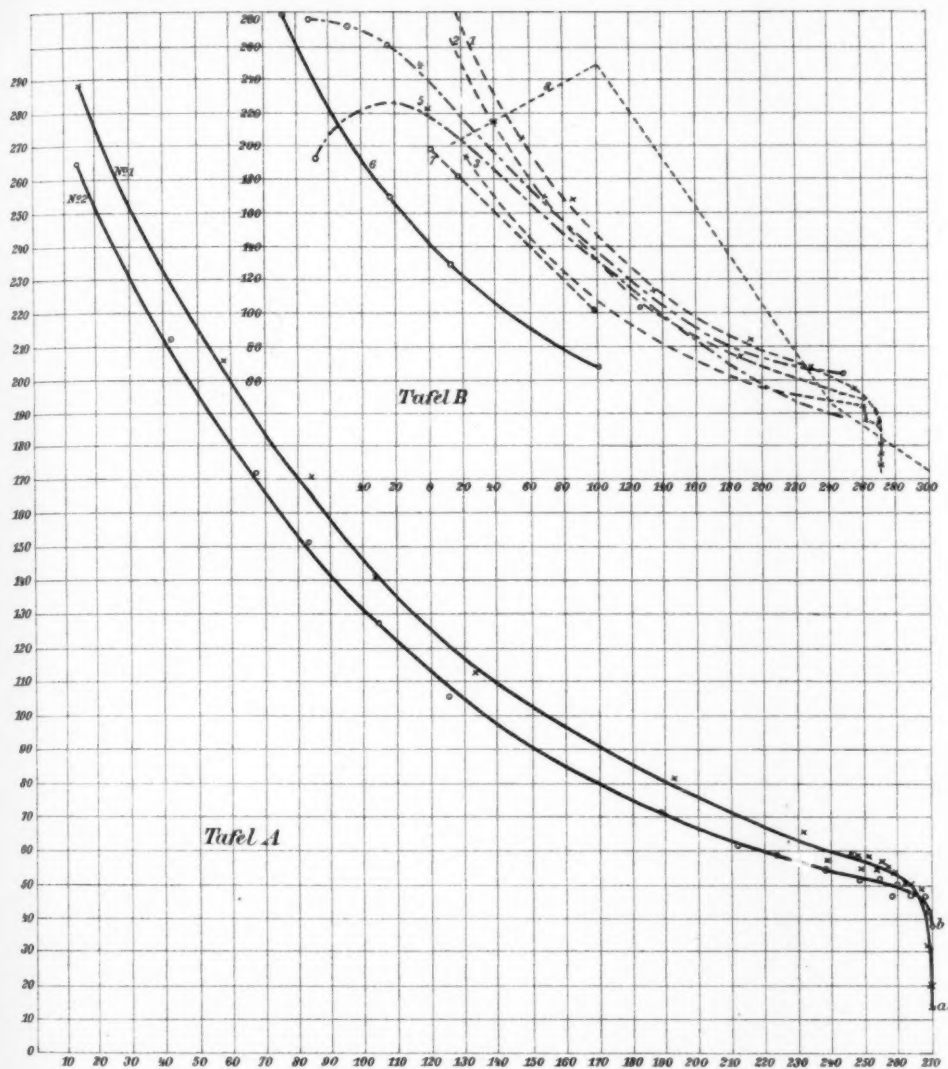
(Eingegangen 28. April 1905.)

14. *Berichtigung;* *von M. Reinganum.*

In der Arbeit „Bemerkung zur Elektrooptik der Metalle“, Bd. 16. p. 959, ist infolge eines Versehens die Leitfähigkeit des Kupfers bei 18° zu $39,2 \cdot 10^{-5}$ angesetzt worden. Die richtige Zahl muß lauten $57,2 \cdot 10^{-5}$, danach ist $e^2 N/m$ von $47,04 \cdot 10^9$ in $68,5 \cdot 10^9$ und eN von $2,53 \cdot 10^3$ in $3,68 \cdot 10^3$ Einh. zu ändern.

Da nur die Größenordnung festgestellt werden soll, so ist die Korrektur für das Resultat nicht von Bedeutung.

(Eingegangen 24. Mai 1905.)



Heinrich Freiherr Rausch von Traubenberg.

